

ORSAY
SÉRIE A
N° D'ORDRE:
553

INSCRIT AUX ARCHIVES ORIGINALES
DU CENTRE DE DOCUMENTATION DU C.N.R.S
SOUS LE N°: AO 3594

THESE

PRESENTEE

A LA FACULTE DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITE DE PARIS

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Albert PAPIERNIK

AGREGE DE L'UNIVERSITE

PHENOMENES TRANSITOIRES A L'INJECTION DU FAISCEAU
DANS LES ACCELERATEURS LINEAIRES A ELECTRONS

Soutenue le 24 Octobre 1969 devant la Commission d'examen

MM. P. GRIVET

Président

A. BLANC-LAPIERRE

Examineurs

A. SEPTIER

P. LAPOSTOLLE

Invités

R. LEVY-MANDEL

H. LEBOUTET

ORSAY
SÉRIE A
N° D'ORDRE:

INSCRIT AUX ARCHIVES ORIGINALES
DU CENTRE DE DOCUMENTATION DU C.N.R.S
SOUS LE N°: A O 3594

THESE

PRESENTEE

A LA FACULTE DES SCIENCES D'ORSAY
UNIVERSITE DE PARIS

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Albert PAPIERNIK

AGREGE DE L'UNIVERSITE

PHENOMENES TRANSITOIRES A L'INJECTION DU FAISCEAU
DANS LES ACCELERATEURS LINEAIRES A ELECTRONS

Soutenue le 24 Octobre 1969 devant la Commission d'examen

MM. P. GRIVET

Président

A. BLANC-LAPIERRE

Examineurs

A. SEPTIER

P. LAPOSTOLLE

Invités

R. LEVY-MANDEL

H. LEBOUTET



A la mémoire de ma Mère
A la mémoire de mon Père
A ma Femme



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552220_0007

Ce travail a été effectué à l'Institut d'Electronique Fondamentale de la Faculté des Sciences d'Orsay, sous la direction de Monsieur le Professeur P. Grivet ; qu'il en soit ici remercié.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Monsieur A. Septier, Directeur Scientifique au C.N.R.S. qui m'a guidé tout au long de ce travail.

Que Messieurs R. Levy-Mandel, Chef du Département Saturne au C.E.N. de Saclay et P. Lapostolle, Professeur à l'I.N.S.T.N. et Physicien au C.E.R.N., avec qui j'ai eu de fructueuses discussions veuillent bien trouver ici l'expression de ma profonde gratitude.

Monsieur le Professeur A. Blanc-Lapierre et Monsieur H. Leboutet, Directeur Technique au Département des Accélérateurs de la C.S.F. ont bien voulu s'intéresser à ce travail : qu'ils en soient ici vivement remerciés.

Ce travail a été réalisé en collaboration avec Messieurs L. Wartski, Ingénieur au C.N.R.S. et J. Marcou Maître-Assistant, que je tiens à remercier tout particulièrement.

Mes remerciements vont également à Messieurs S. Roland et R. Bergere du C.E.N. de Saclay, ainsi qu'à Monsieur le Professeur Y. Garault pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail et l'aide qu'ils m'ont fournie.

Que Messieurs H. Mazubert, M. Boloré et G. Filippi, dont le dévouement a grandement facilité ma tâche, trouvent ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

Enfin cette étude n'aurait pu être menée à son terme sans l'aide matérielle et morale du C.N.R.S. et du C.E.A. Que ces organismes soient assurés de ma gratitude.

TABLE DES MATIERES

<u>INTRODUCTION -</u>	1
<u>Chapitre I -</u> <u>GENERALITES</u>	3
1 - Champ accélérateur et rayonnement du faisceau	3
1.1 - Principe de superposition	3
1.2 - Proportionnalité entre le champ rayonné et l'intensité du faisceau	4
1.3 - Influence du rayonnement du faisceau sur l'énergie des particules	5
2 - Interaction onde-faisceau en régime permanent	6
2.1 - Rayonnement d'un faisceau en régime permanent	6
2.1.1 - Dans un guide à impédance constante fonctionnant en ondes progressives	7
2.1.2 - Dans une structure à impédance cons- tante fonctionnant en ondes stationnaires	8
2.2 - Perte d'énergie du faisceau en régime perma- nent de rayonnement	10
2.2.1 - Guide à impédance constante fonction- nant en ondes progressives	10
2.2.2 - Section fonctionnant en ondes sta- tionnaires, au couplage critique	11
2.3 - Evaluation de l'importance de la charge d'une section par un faisceau	11
3 - Déformation du courant dans un modèle d'accélérateur à faible énergie	14
<u>Chapitre II -</u> <u>MODELE D'ACCELERATEUR FONCTIONNANT A FAIBLE ENERGIE</u>	15
1 - Description de l'appareillage	15
1.1 - Le dispositif d'injection, de focalisation et de guidage du faisceau	15
1.1.1 - Canon à électrons	15
1.1.2 - Déflecteur assurant le découpage du faisceau	16

./.

1.2 - Le guide accélérateur	19
1.3 - Les circuits hyperfréquences	20
1.3.1 - Générateurs UHF	20
1.3.2 - Circuits d'analyse des champs hyperfréquences	21
2 - Expériences préliminaires	21
2.1 - Interaction onde-faisceau continu en régime permanent	22
2.1.1 - Evolution du niveau UHF dans la cavité en fonction de la vitesse du faisceau	22
2.1.2 - Evolution de la fréquence de résonance du mode $2\pi/3$ en fonction de la vitesse du faisceau	23
2.1.3 - Spectres d'énergie du faisceau	23
2.2 - Phénomènes transitoires à l'injection d'un faisceau de particules non groupées dans la cavité alimentée en énergie UHF	24
2.2.1 - Aspect général des phénomènes transitoires	24
2.2.2 - Etude de $A(t)$ en fonction de la vitesse des électrons (mode $2\pi/3$)	25
2.2.3 - Etude de $A(t)$ en fonction de la position de la sonde d'observation (mode $2\pi/3$)	25
2.2.4 - Interprétation de la forme du régime transitoire	26
2.2.5 - Conclusion	26
2.3 - Réponse de la cavité non chargée, à une onde UHF modulée en impulsions rectangulaires longues	27

Chapitre III -

RAYONNEMENT CREE PAR UN PAQUET DE CHARGES TRAVERSANT UN GUIDE A IRIS

1 - Etude théorique du rayonnement d'un paquet dans un guide à iris	29
1.1 - Rayonnement créé par une étincelle de courant	
1.1.1 - Décomposition en modes propres	29
1.1.2 - Spectre de fréquence du rayonnement d'une étincelle	32
1.1.3 - Applications	33

./.

1.2 - Rayonnement créé par un paquet	34
1.2.1 - Expression du rayonnement créé par un paquet	35
1.2.2 - Contribution des modes de la bande passante	36
1.2.3 - Conclusions	37
1.2.4 - Rayonnement d'un paquet dans un guide à dispersion symétrique, fonctionnant sur le mode $\pi/2$	38
1.3 - Rayonnement d'un paquet dans les conditions expérimentales réelles	38
1.3.1 - Influence des pertes par effet Joule	38
1.3.2 - Influence des réflexions sur les extrémités du guide	39
1.3.3 - Rayonnement dans un guide à impédance variable	39
1.3.4 - Influence des modes TM_{0n} supérieurs	39
1.3.5 - Influence de la forme du paquet	40
2 - Etude expérimentale du rayonnement d'un paquet	40
2.1 - Rayonnement d'un paquet sur le mode $2\pi/3$	41
2.1.1 - Rayonnement à la sortie du guide	41
2.1.2 - Rayonnement à l'entrée du guide	42
2.2 - Etude du rayonnement en fonction de la vitesse du paquet	43
2.2.1 - Rayonnement à la sortie du guide	43
2.2.2 - Rayonnement à l'entrée du guide	43
3 - Rayonnement créé par une étincelle de courant	44
3.1 - Rayonnement dans le plan de l'excitation	45
3.2 - Rayonnement à l'extrémité du guide	45
3.3 - Rayonnement observé au $2/3$ de la longueur du guide	45

Chapitre IV -

RAYONNEMENT CREE PAR DES IMPULSIONS DE COURANT FORMEES PAR UN GRAND NOMBRE DE PAQUETS

1 - Généralités	47
1.1 - Rayonnement créé par un paquet court de forme quelconque	48
1.2 - Rayonnement créé par une impulsion de courant comportant un grand nombre de paquets	50
1.2.1 - Impulsion rectangulaire comportant N paquets de charge q	51
1.2.2 - Marche-unité de courant	51

. / .

1.2.3 - Rayonnement en régime permanent	51
1.2.4 - Rayonnement créé par un courant de forme $i(t_0)$ quelconque	52
1.3 - Aspect général du rayonnement d'un faisceau	52
1.3.1 - Durée du rayonnement	52
1.3.2 - Durée du régime transitoire	53
1.3.3 - Modes et fréquences privilégiées	53
1.3.4 - "Brouillage" des oscillations d'ampli- tude et de phase	54
1.3.5 - Cas d'un guide à dispersion symétri- que fonctionnant sur le mode $\Pi/2$	55
2 - Théorie simplifiée du rayonnement, négligeant les effets de la dispersion du guide	55
2.1 - Description simplifiée du rayonnement d'un paquet de charge unité	56
2.1.1 - Dans un guide sans pertes à impédance constante	56
2.1.2 - Dans un guide à impédance constante présentant des pertes	57
2.1.3 - Dans un guide à champ constant	58
2.1.4 - Dans une section à impédance constante fonctionnant en ondes stationnaires	59
2.2 - Description simplifiée du rayonnement créé par une impulsion rectangulaire de courant, comportant un grand nombre de paquets	60
2.2.1 - Rayonnement dans un guide sans pertes à impédance constante fonctionnant en ondes progressives	61
2.2.2 - Rayonnement dans un guide à impédance constante présentant des pertes et fonctionnant en ondes progressives	63
2.2.3 - Rayonnement dans une section à impé- dance constante fonctionnant en ondes stationnaires	64
3 - Etude expérimentale du rayonnement créé par une impulsion comportant un grand nombre de paquets	66
3.1 - Dispositif utilisé et divers domaines de l'étude	66
3.1.1 - Dispositif d'injection du faisceau	67
3.1.2 - Circuits d'analyse du champ existant dans la section accélératrice	69
3.1.3 - Les divers domaines de l'étude	69

./. .

3.2 - Résultats expérimentaux	71
3.2.1 - Impulsions courtes	71
3.2.2 - Impulsions moyennes et impulsions longues	73
3.2.2.1 - Rayonnement	73
3.2.2.2 - Interaction onde-faisceau	76
Chapitre V -	77
<u>VARIATION DE L'ENERGIE DES PARTICULES DU FAISCEAU DURANT LE REGIME TRANSITOIRE</u>	79
1 - Aspects théoriques de l'étude de l'énergie perdue par les particules au cours du régime transitoire	79
1.1 - L'impulsion de courant comporte un petit nombre de paquets	80
1.2 - L'impulsion de courant comporte un grand nombre de paquets	81
2 - Etude expérimentale de l'énergie des particules du faisceau en régime transitoire	82
2.1 - Principe de la mesure	82
2.2 - Résultats expérimentaux	83
2.3 - Amélioration du spectre d'énergie par injection du faisceau durant le temps de montée de la HF	83
CONCLUSION	85
BIBLIOGRAPHIE	87
	88
	89

INTRODUCTION

L'étude des phénomènes transitoires à l'injection du faisceau dans un accélérateur à électrons est indispensable lorsqu'on veut prévoir l'énergie acquise par les particules du faisceau accéléré et la dispersion de son spectre d'énergie. Dans le cas où la largeur de l'impulsion de courant n'est pas trop inférieure au temps de remplissage des sections de l'accélérateur, le régime transitoire d'injection de courant peut faire l'objet d'un traitement théorique relativement simple négligeant les effets de la dispersion du guide accélérateur⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾. Cependant, on cherche de plus en plus à raccourcir la largeur de l'impulsion de courant tout en augmentant son intensité. Dans ces conditions, on ne peut négliger les effets de la dispersion et l'on doit tenir compte de la forme exacte de la courbe de dispersion du guide. En collaboration avec J. Marcou et L. Wartski, nous avons entrepris une étude théorique et expérimentale de ce problème et nous espérons que nos résultats apporteront une contribution utile dans les domaines suivants :

- Possibilité d'amélioration de la finesse du spectre d'énergie du faisceau accéléré.
- Etude des accélérateurs à très fort courant fonctionnant en impulsions très courtes.
- Etude de l'énergie acquise par les particules dans les accélérateurs d'ions enfermés dans un nuage d'électrons ("smokatron").
- Influence des instabilités du faisceau dans un accélérateur supraconducteur fonctionnant en ondes stationnaires.
- Mécanisme de l'interaction entre une structure à ondes lentes et un faisceau comportant un petit nombre de paquets de charges.

Dans le cas où les particules du faisceau gardent une vitesse constante tout au long de la traversée d'une section (faisceau indéformable), on peut étudier l'interaction onde-faisceau en s'intéressant uniquement au rayonnement créé par ce dernier dans une section primitivement vide d'énergie hyperfréquence. Pour décrire théoriquement ce rayonnement, on décompose le guide en cellules ou tranches, successivement traversées par le faisceau. A la base de toute théorie du rayonnement, on doit étudier le champ induit par le passage d'une charge dans une cellule ou tranche élémentaire. J.E. Leiss et R.A. Schrack⁽⁵⁾ considèrent que le champ induit au niveau de la cellule excitée est

une fonction de Dirac du temps* . Comme B. Epsztein, J.P. Mangin⁽⁶⁾ et D.T. Tran⁽⁷⁾, nous pensons que ce champ induit ne peut être imposé a priori, mais doit évoluer suivant une loi qui dépend de la courbe de dispersion du guide. De plus nous croyons qu'il est indispensable de faire intervenir les modes évanescents situés au voisinage des fréquences de coupure pour décrire convenablement ce champ induit (en particulier pour vérifier le principe de causalité et les conditions initiales en tout point du guide). Connaissant le champ induit par le passage d'une charge dans une cellule ou tranche élémentaire du guide, on déduit, par sommation ou intégration, le rayonnement créé par le passage d'un paquet de charges à travers le guide, puis le rayonnement créé par un faisceau quelconque.

Expérimentalement, nous avons cherché à reconstituer (ou à simuler) les diverses étapes de la théorie et nous avons successivement étudié :

- le champ induit par le passage d'une charge à travers une tranche de guide à l'aide d'un montage simulant ce passage.
- le rayonnement créé par le passage d'un paquet à travers le guide.
- le rayonnement créé par un faisceau comportant un grand nombre de paquets.

Pour cela, nous avons construit un modèle de section accélératrice fonctionnant à faible énergie (23 keV). Nous avons constaté une concordance très satisfaisante⁽⁸⁾ entre les résultats expérimentaux obtenus à l'aide de ce modèle d'accélérateur et une théorie générale du rayonnement du faisceau dans un guide à iris, établie par J. Marcou⁽⁹⁾, basée sur le développement du champ rayonné en modes propres du guide.

* Un rapport bibliographique présentant les divers travaux théoriques antérieurs à 1964 concernant les phénomènes transitoires d'injection du faisceau a été effectué par Y. Garault⁽⁴⁾.

Chapitre I

GENERALITES

1 - CHAMP ACCELERATEUR ET RAYONNEMENT DU FAISCEAU -

1.1 - Principe de superposition

En l'absence de faisceau, les générateurs UHF établissent dans une section, un champ accélérateur $\vec{E}_0$; ce champ est modifié lorsqu'on fait passer le faisceau à travers la section. Le champ accélérateur effectif dépend ainsi de $\vec{E}_0$ et des caractéristiques du faisceau. Il est alors naturel de chercher à décomposer ce champ en une somme de deux termes, l'un représentant le champ $\vec{E}_0$ injecté dans la section, l'autre traduisant la modification apportée par le faisceau sous la forme d'un rayonnement créé par le faisceau. Cette décomposition, basée sur la linéarité des équations différentielles qui décrivent le champ électromagnétique dans la section, soulève en fait de grandes difficultés lorsque la vitesse des particules est fonction du champ existant dans la section. Pour préciser la validité de cette décomposition, nous distinguerons :

- le champ $\vec{E}_0$ (champ injecté) qui existe dans la section alimentée en énergie UHF en l'absence de faisceau.
- le champ $\vec{E}_h$ rayonnée par le faisceau dans la section non alimentée.
- le champ effectif $\vec{E}$ qui s'établit dans la section alimentée, en présence du faisceau.

En général, la vitesse des particules du faisceau qui traverse la section, dépend du champ effectif accélérateur $\vec{E}$ et l'on a $\vec{E} \neq \vec{E}_0 + \vec{E}_h$. Cependant, dans deux cas importants, cette vitesse est pratiquement indépendante de $\vec{E}$: le courant et le faisceau sont alors dits "invariables" ou "indéformables".

1°) - Si la vitesse des particules est suffisamment voisine de celle de la lumière. C'est le cas des sections des accélérateurs de haute énergie, à l'exception du rassembleur.

./.

2°) - Si les champs $\vec{E}_0$, $\vec{E}_n$ et $\vec{E}$ sont suffisamment faibles Cette situation qui n'existe pas dans les accélérateurs de haute énergie (où les champs sont très grands) a été réalisée pour un modèle d'accélérateur à faible énergie que nous avons spécialement construit afin d'y étudier les régimes transitoires à l'injection du faisceau. Ainsi, nous avons pu, à l'aide d'un modèle d'accélérateur de conception simple, nous placer dans des conditions où l'interaction onde-faisceau obéit aux mêmes lois que dans les accélérateurs de haute énergie.

Dans ces deux cas, on a $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_n$ (principe de superposition).

Par conséquent, les phénomènes transitoires à l'injection du faisceau dans un accélérateur pourront se déduire du rayonnement transitoire du faisceau.

1.2 - Proportionnalité entre le champ rayonné et l'intensité du faisceau

Lorsqu'on néglige la charge d'espace, le champ électromagnétique rayonné par le faisceau peut être décrit en utilisant uniquement un potentiel vecteur $\vec{A}$ qui vérifie l'équation différentielle :

$$\Delta \vec{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = \mu_0 \vec{J}_{not} \quad \text{avec} \quad \text{div} \vec{A} = 0$$

où $\vec{J}_{not}$ est la composante solénoïdale du vecteur densité de courant(10).

Il en résulte que l'amplitude du champ rayonné par un courant indéformable est proportionnelle à l'intensité du courant, et par conséquent :

si $\vec{E}_n(t)$ est le rayonnement créé par $I(t)$, le rayonnement créé par $K I(t)$ est $K \vec{E}_n(t)$

Toutefois, le caractère indéformable du faisceau peut être remis en cause si l'amplitude du rayonnement est suffisamment grande pour modifier la vitesse de certaines particules du faisceau. Cela peut se produire dans les accélérateurs de haute énergie dans les régions où le faisceau n'a pas une vitesse suffisamment proche de la vitesse lumière. Ce phénomène intervient également pour limiter le courant admissible dans notre accélérateur à faible énergie (cf. § 1.3). Nous nous sommes général placés dans une situation où la déformation du courant est

./.

négligeable et dans ces conditions, la proportionnalité entre le champ rayonné et l'intensité du courant simplifie considérablement l'étude du rayonnement du faisceau.

1.3 - Influence du rayonnement du faisceau sur l'énergie des particules

Le faisceau, en rayonnant de l'énergie dans une section non alimentée, perd une partie de son énergie cinétique ; le champ rayonné a donc une action décélératrice sur le faisceau. En d'autres termes, une particule du faisceau, voit, du fait du rayonnement du faisceau, un champ décélérateur E_r qui conduit à une chute V_p de son énergie cinétique (exprimée en électron-volts).

$$V_p = \int_{z=0}^{z=L} E_r dz$$

(z désigne l'abscisse le long de la section qui s'étend de $z=0$ à $z=L$, E_r est le champ décélérateur vu par la particule).

Cette perte d'énergie n'est pas la même pour toutes les particules du faisceau, car les différentes particules ne voient pas le même champ rayonné.

Dans une section alimentée en UHF et traversée par un très faible courant (rayonnant un champ négligeable devant le champ injecté), les particules du faisceau qui voient un champ injecté accélérateur d'amplitude E_0 , acquièrent une énergie V_0

$$V_0 = \int_0^L E_0 dz$$

(E_0 est le champ accélérateur injecté vu par la particule).

Si maintenant, le champ rayonné par le faisceau n'est pas négligeable devant le champ injecté, le champ accélérateur effectif vu par le faisceau est $E_0 - E_r$ et l'énergie V acquise par les particules est :

$$V = \int_0^L (E_0 - E_r) dz = V_0 - V_p$$

./.

Ainsi, la décomposition du champ accélérateur effectif en deux termes entraîne une décomposition analogue de l'expression de l'énergie acquise par les particules du faisceau. L'étude du rayonnement du faisceau permet donc de prévoir l'influence de la charge du faisceau sur l'énergie acquise par les particules.

2 - INTERACTION ONDE-FAISCEAU EN REGIME PERMANENT -

2.1 - Rayonnement d'un faisceau en régime permanent

L'étude du champ accélérateur effectif existant en régime permanent dans une section accélératrice fonctionnant en ondes progressives a fait l'objet de nombreuses publications(1)(2)(3) basées sur l'évaluation des échanges d'énergie intervenant dans une tranche $(z, z + dz)$ du guide. Nous utiliserons cette méthode pour retrouver les expressions des champs rayonnés en régime permanent dans une section fonctionnant en ondes progressives et pour évaluer le champ rayonné dans une section fonctionnant en ondes stationnaires.

Nous supposons que :

- * le faisceau indéformable est constitué d'une infinité de paquets très fins de même charge q (l'influence de la largeur des paquets sera étudiée au § IV.1.1).

- * la fréquence de défilement des paquets est aussi la fréquence de fonctionnement de l'accélérateur, c'est-à-dire la fréquence f_e pour laquelle l'onde TM_{01} du guide à iris se propage en synchronisme avec le faisceau (les calculs que nous effectuerons pourraient facilement s'étendre au cas où la fréquence de défilement est un sous-multiple de la fréquence de fonctionnement). Dans ces conditions, l'intensité i_0 du faisceau est liée à la charge des paquets par la relation $i_0 = q f_e$.

En régime permanent, le rayonnement du faisceau ne peut s'effectuer qu'à la fréquence f_e de fonctionnement de l'accélérateur, et par conséquent, sur le mode TM_{01} synchrone avec le faisceau (on écarte le cas exceptionnel où des modes supérieurs seraient, pour des fréquences exactement multiples de f_e , en parfait synchronisme avec le faisceau). Dans une section fonctionnant en ondes progressives, le faisceau rayonne donc une onde TM_{01} se propageant dans le sens du déplacement du faisceau (onde directe) à la vitesse du faisceau ; dans une section fonctionnant en ondes stationnaires, au contraire, une onde rétrograde apparaît, en raison de la présence d'un plan de court-circuit à l'extrémité du guide.

. / .

2.1.1 - Rayonnement en régime permanent dans un guide à impédance constante fonctionnant en ondes progressives

L'amplitude $E_{\infty}(z)$ du champ électrique longitudinal rayonné sur l'axe du guide en régime permanent se calcule en faisant le bilan des échanges d'énergie intervenant dans une tranche $(z, z + dz)$ du guide (figure 1). Pendant l'unité de temps, ce bilan s'écrit :

$$\left[\begin{array}{c} \text{Energie cédée} \\ \text{par le} \\ \text{faisceau} \end{array} \right] = \left[\begin{array}{c} \text{Energie perdue} \\ \text{par effet} \\ \text{Joule} \end{array} \right] + \left[\begin{array}{c} \text{Energie traversant la section} \\ z + dz \end{array} \right] - \left[\begin{array}{c} \text{Energie traversant la section} \\ z \end{array} \right]$$

ou encore, en introduisant l'impédance shunt r et le coefficient d'atténuation α du guide

$$E_{\infty}(z) i_0 dz = \frac{E_{\infty}^2(z)}{r} dz + \frac{E_{\infty}^2(z+dz) - E_{\infty}^2(z)}{2\alpha r}$$

ce qui conduit à l'équation différentielle

$$\frac{dE_{\infty}}{dz} + \alpha E_{\infty} = \alpha r i_0 \quad (I.1)$$

dont la solution générale est

$$E_{\infty}(z) = r i_0 + A e^{-\alpha z} \quad (I.2)$$

Dans un guide fonctionnant en ondes progressives, la condition $E_{\infty}(0) = 0$ à l'entrée du guide permet de déterminer la constante A et d'écrire :

$$E_{\infty}(z) = r i_0 (1 - e^{-\alpha z}) \quad (I.3)$$

Dans le cas d'un guide parfait ($\alpha = 0$ et $r = \infty$), le champ rayonné s'exprime à l'aide de l'impédance série $Z = 2\alpha r$:

$$E_{\infty}(z) = \frac{Z i_0}{2} z \quad (I.4)$$

./.

Sur la figure 2, nous avons représenté l'évolution du champ rayonné dans un guide à impédance constante caractérisé par $\alpha = 0,15$ (courbe a) et l'évolution de ce champ dans le cas où ce guide serait dépourvu de pertes (courbe b). Enfin, à titre de comparaison, nous avons également représenté (courbe c) le rayonnement en régime permanent dans un guide à champ constant qui a, au voisinage de $z = 0$, les mêmes caractéristiques r et α que le guide à impédance constante de la courbe a(3)(11).

2.1.2 - Rayonnement en régime permanent dans une structure à impédance constante fonctionnant en ondes stationnaires

En ondes stationnaires, l'existence d'une onde rétrograde, rend plus difficile l'établissement du bilan des échanges d'énergie dans une tranche de la section et ceci pour deux raisons principales :

1°) - L'onde rétrograde agit localement sur le faisceau et il existe des échanges d'énergie entre le faisceau et cette onde. Toutefois, l'action globale de l'onde rétrograde est faible lorsque la section est suffisamment longue, en raison de son effet alternativement accélérateur et décélérateur sur une particule du faisceau ; nous calculerons le bilan des échanges d'énergie en négligeant totalement l'interaction entre le faisceau et l'onde rétrograde.

2°) - Dans un guide à iris fonctionnant en ondes stationnaires, les pertes par effet Joule sont difficiles à évaluer, en raison de la forme très complexe des champs. Nous supposons que l'on peut calculer ces pertes par la relation approchée :

$$\left[\begin{array}{l} \text{Pertes totales} \\ \text{par effet Joule} \end{array} \right] = \left[\begin{array}{l} \text{Pertes de l'onde directe} \\ \text{en l'absence d'onde} \\ \text{retrograde} \end{array} \right] + \left[\begin{array}{l} \text{Pertes de l'onde} \\ \text{retrograde en} \\ \text{l'absence d'onde} \\ \text{directe} \end{array} \right]$$

Compte-tenu de ces simplifications, la relation traduisant le bilan des échanges d'énergie dans une tranche du guide est toujours l'équation différentielle I.1 appliquée à l'amplitude $E_{\infty}^d(z)$ de l'onde directe rayonnée. L'onde rétrograde qui ne réagit pas avec le faisceau, a pour sa part, une amplitude $E_{\infty}^r(z)$, qui évolue en raison des pertes, suivant la loi :

$$E_{\infty}^r(z) = E_{\infty}^r(L) e^{-\alpha(L-z)} \quad (I.5)$$

./.

Le raccordement des champs direct et retrograde au niveau des plans de court-circuit placés aux extrémités de la section accélératrice, permet de calculer la constante A intervenant dans la solution I.2 de l'équation différentielle. Nous effectuerons ce calcul dans le cas où la cavité est couplée (au couplage critique) avec son circuit extérieur d'alimentation en énergie UHF, la géométrie de couplage étant placée dans le plan de court-circuit d'entrée de la cavité. Dans une telle cavité, en plus des pertes par effet Joule qui créent une atténuation $e^{-2\alpha L}$ du champ au cours d'un aller-retour de la HF dans la structure, il faut considérer les pertes par rayonnement vers l'extérieur à travers la géométrie de couplage. Si le couplage critique est réalisé, les pertes par rayonnement sont sensiblement égales aux pertes par effet Joule et la réflexion sur le plan de court-circuit d'entrée entraîne une atténuation du champ égale à $e^{-2\alpha L}$. Cette atténuation n'existe pas sur le plan de sortie de la cavité qui est considéré comme étant parfaitement réfléchissant. On a par conséquent

$$E_{\infty}^D(0) = E_{\infty}^R(0) e^{-2\alpha L} \quad (I.6)$$

$$E_{\infty}^D(L) = E_{\infty}^R(L) \quad (I.7)$$

Compte-tenu des relations I.5, I.6, I.7, la solution de l'équation différentielle I.1 s'écrit, dans le cas du rayonnement en régime permanent dans une cavité accélératrice au couplage critique :

$$E_{\infty}^D(z) = \pi i_0 \left[1 - \frac{1 - e^{-3\alpha L}}{1 - e^{-4\alpha L}} e^{-\alpha z} \right] \quad (I.8)$$

Aux extrémités de la section, on a

$$E_{\infty}^D(0) = E_{\infty}^R(0) e^{-2\alpha L} = \pi i_0 e^{-3\alpha L} \frac{1 - e^{-\alpha L}}{1 - e^{-4\alpha L}}$$

$$E_{\infty}^D(L) = E_{\infty}^R(L) = \pi i_0 \frac{1 - e^{-\alpha L}}{1 - e^{-4\alpha L}}$$

Sur la figure 3, nous avons représenté l'évolution de $E_{\infty}^D(z)$ (courbe a) et de $E_{\infty}^R(z)$ (courbe b) pour $\alpha = 0,15$. A titre de comparaison, nous avons représenté en pointillé (courbe c) le champ qui serait rayonné dans un guide fonctionnant en onde progressives de mêmes caractéristiques α , r et L.

./.

Remarques :

- 1°) - Si $\alpha L \rightarrow \infty$, le rayonnement dans la cavité s'identifie au rayonnement dans une section à ondes progressives
- 2°) - Si $\alpha \rightarrow 0$ (r tendant vers l'infini), le champ rayonné dans la cavité tend vers l'infini en restant équivalent à $r i_0/4$, suivant la formule (valable au deuxième ordre près en α) :

$$E_{\infty}^D(z) = \frac{\pi i_0}{4} \left[1 + \frac{3}{2} \alpha (2z - L) \right] \quad (I.9)$$

Cette formule est applicable aux cavités accélératrices supraconductrices.

2.2 - Perte d'énergie du faisceau en régime permanent de rayonnement

La perte d'énergie $V_{p\infty}$ subie par une particule du faisceau en régime permanent peut aisément se déduire des expressions du champ direct rayonné $E_{\infty}(z)$ par la formule:

$$V_{p\infty} = \int_0^L E_{\infty}(z) dz$$

La puissance $P_{p\infty}$ perdue par le faisceau en régime permanent de rayonnement est alors:

$$P_{p\infty} = i_0 V_{p\infty}$$

Nous calculerons $V_{p\infty}$ et $P_{p\infty}$ pour différents types de sections accélératrices.

2.2.1 - Guide à impédance constante fonctionnant en ondes progressives

$$V_{p\infty} = \int_0^L \pi i_0 (1 - e^{-\alpha z}) dz \quad \text{d'où}$$

$$\left| \begin{aligned} V_{p\infty} &= \frac{\pi i_0}{\alpha} (\alpha L + e^{-\alpha L} - 1) \\ P_{p\infty} &= \frac{\pi i_0^2}{\alpha} (\alpha L + e^{-\alpha L} - 1) \end{aligned} \right. \quad (I.10)$$

./.

Dans le cas d'un guide sans pertes, ces expressions deviennent, Z étant l'impédance série :

$$V_{p\infty} = \frac{Z i_0}{4} L^2$$

$$P_{p\infty} = \frac{Z i_0^2}{4} L^2$$

Le cas d'un guide à champ constant est examiné dans les références (3) et (11).

2.2.2 - Section fonctionnant en ondes stationnaires, au couplage critique

$$V_{p\infty} = \int_0^L \pi i_0 \left(1 - \frac{1 - e^{-3\alpha L}}{1 - e^{-\alpha L}} e^{-\alpha z} \right) dz \quad \text{d'où}$$

$$V_{p\infty} = \frac{\pi i_0}{\alpha} \left[\alpha L - \frac{1 - e^{-3\alpha L}}{(1 + e^{-\alpha L})(1 + e^{-2\alpha L})} \right] \quad (I.11)$$

$$P_{p\infty} = \frac{\pi i_0^2}{\alpha} \left[\alpha L - \frac{1 - e^{-3\alpha L}}{(1 + e^{-\alpha L})(1 + e^{-2\alpha L})} \right]$$

Dans le cas où $\alpha \rightarrow 0$ (r tendant vers l'infini), ces expressions deviennent :

$$V_{p\infty} = \frac{P_{p\infty}}{i_0} \simeq \frac{\pi i_0 L}{4}$$

2.3 - Evaluation de l'importance de la charge d'une section par un faisceau

Paramètre de charge

Dans une section alimentée en énergie UHF par un générateur fournissant une puissance P_0 , les particules d'un faisceau d'intensité négligeable acquièrent, en traversant la section, une énergie $V_{0\infty}$

./.

proportionnelle au champ accélérateur, c'est-à-dire à $\sqrt{P_0}$. Si l'intensité i_0 du faisceau n'est pas négligeable, l'énergie effective acquise par les particules est $V_\infty = V_{0\infty} - V_{p\infty}$, en raison de la charge de la section par le faisceau ; la perte d'énergie $V_{p\infty}$ est proportionnelle au courant i_0 . Pour décrire l'influence du faisceau, nous introduirons le paramètre de charge M défini par :

$$M = \frac{V_{p\infty}}{V_{0\infty}} = K \frac{i_0}{\sqrt{P_0}} \quad (I.12)$$

Ce paramètre est proportionnel à $i_0/\sqrt{P_0}$ (la constante de proportionnalité K variant selon le type de section utilisée). Il prend la valeur 0 lorsque le courant est négligeable, la valeur 1 lorsque la charge de la section par le faisceau annule l'effet accélérateur du champ injecté dans la section, et la valeur 1/2 lorsque cette charge diminue de moitié le gain d'énergie des particules. A l'aide de ce paramètre, on peut exprimer le gain d'énergie des particules sous la forme :

$$V_\infty = V_{0\infty} (1 - M)$$

La puissance P cédée au faisceau est :

$$P_\infty = i_0 V_{0\infty} (1 - M)$$

P_∞ est en fait une fonction du second degré de l'intensité i_0 , qui est maximale pour $M = 1/2$. Par conséquent :

Lorsqu'on fait varier l'intensité i_0 du faisceau qui traverse une section, la puissance cédée au faisceau est maximale lorsque le paramètre de charge est égal à 1/2, c'est-à-dire lorsque la charge du faisceau diminue de moitié le gain d'énergie des particules.

* Guide à impédance constante fonctionnant en ondes progressives

Dans un tel guide, alimenté par un générateur de puissance P_0 , le champ accélérateur injecté est

$$E_0(z) = \sqrt{2d\pi P_0} e^{-\alpha z}$$

d'où

./.

$$V_{0\infty} = \int_0^L E_0(z) dz = \sqrt{\frac{2\pi P_0}{\alpha}} (1 - e^{-\alpha L})$$

et

$$M = \sqrt{\frac{\pi}{2\alpha}} \left(\frac{\alpha L}{1 - e^{-\alpha L}} - 1 \right) \frac{i_0}{\sqrt{P_0}}$$

Dans le cas d'un guide à impédance constante, R.B. Neal⁽¹⁾ introduit un paramètre de charge m égal au rapport entre la puissance cédée au faisceau par unité de longueur et les pertes par effet Joule par unité de longueur, ces deux quantités étant mesurées à l'entrée du guide :

$$m = \frac{E_0(0) i_0}{2\alpha P_0} = \frac{i_0 \sqrt{\pi}}{\sqrt{2\alpha P_0}}$$

Entre M et m on a donc la relation :

$$M = m \frac{1 - \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha L}}{\frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha L}}$$

* Section à impédance constante fonctionnant en ondes stationnaires

Dans une telle section, alimentée au couplage critique (en l'absence de faisceau) par un générateur de puissance P_0 , le champ accélérateur direct injecté est sensiblement :

$$E_0^D(z) = \sqrt{\frac{2\alpha\pi P_0}{1 - e^{-4\alpha L}}} e^{-\alpha z}$$

d'où

$$V_{0\infty} = \int_0^L E_0^D(z) dz = \sqrt{\frac{2\pi P_0}{\alpha}} \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\sqrt{1 - e^{-4\alpha L}}}$$

et

$$M = \sqrt{\frac{\pi}{2\alpha}} \left[\frac{\alpha L \sqrt{1 - e^{-4\alpha L}}}{1 - e^{-\alpha L}} - \frac{1 - e^{-3\alpha L}}{\sqrt{1 - e^{-4\alpha L}}} \right] \frac{i_0}{\sqrt{P_0}}$$

Dans le cas où $\alpha \rightarrow 0$, avec $r \rightarrow \infty$ (par exemple accélérateur supraconducteur) on a alors :

$$M = \sqrt{\frac{\pi L}{8}} \frac{i_0}{\sqrt{P_0}}$$

./.

3 - DEFORMATION DU COURANT DANS UN MODELE D'ACCELERATEUR A FAIBLE ENERGIE -

Nous nous sommes proposés de construire une section accélératrice à structure constante fonctionnant à vitesse relativement faible (0,29 c) pour étudier le rayonnement transitoire créé par un courant indéformable. En raison du caractère non ultra-relativiste de cette section, la vitesse des particules est susceptible d'être modifiée par le rayonnement propre du faisceau. Pour éviter une telle déformation du courant, nous avons été conduits à travailler avec des intensités de courant très faibles. La formule I.11 donnant la perte d'énergie des particules du faisceau qui traversent une section permet de prévoir l'intensité pour laquelle une déformation notable du courant peut apparaître ; pour la section que nous avons construite (et dont les caractéristiques sont présentées au chapitre suivant), la perte d'énergie en régime permanent, s'exprime par :

$$V_{p\infty} = 0,28 \cdot 10^6 i_0$$

La déformation du courant peut se chiffrer par le retard qu'acquière les paquets, du fait du ralentissement dû au rayonnement du faisceau. Si l'on veut que ce retard soit inférieur au 1/50 de la période UHF de fonctionnement de l'accélérateur (ce qui représente 7,2 degrés), il faut donc que la perte d'énergie des particules soit inférieure à 150 eV, et par conséquent l'intensité i_0 du faisceau ne doit pas dépasser la valeur :

$$i_{Max} = 500 \mu A$$

Ces limitations appellent plusieurs remarques :

1°) - Pour étudier les régimes transitoires intervenant à l'injection d'un fort courant dans un accélérateur ultra-relativiste, nous sommes paradoxalement amenés à travailler à très faible courant dans notre modèle d'accélérateur à faible énergie.

2°) - La limitation à 150 eV de l'énergie perdue par les particules dans la section rend extrêmement difficile l'étude de l'évolution transitoire de l'énergie des particules traversant la section. Pour que cette étude soit possible, il faudrait en effet disposer d'un analyseur d'énergie de résolution de l'ordre de 10^{-4} .

3°) - La limitation du courant à de faibles intensités, conduit à un faible rayonnement du faisceau parfois difficile à détecter.

Chapitre II

MODELE D'ACCELERATEUR FONCTIONNANT A FAIBLE ENERGIE

1 - DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE -

On trouvera figure 4, un schéma général de l'installation qui comporte :

- les enceintes et le groupe de pompage qui permet de maintenir un vide de l'ordre de 10^{-6} Torr.
- le dispositif d'injection du faisceau, comprenant un canon à électrons, des lentilles de focalisation et de guidage du faisceau, un déflecteur chargé d'assurer un découpage convenable du faisceau issu du canon, en vue d'obtenir un nombre réglable de paquets d'électrons.
- le guide accélérateur fonctionnant en bande L, au voisinage de 1200 MHz.
- un analyseur magnétique de vitesse des particules du faisceau d'angle $\pi/2$ et de résolution pouvant atteindre 10^{-3} .

La description détaillée de l'installation a été présentée à l'occasion de diverses publications(12)(13)(14)(15). Nous nous bornons présentement à décrire les parties essentielles du montage.

1.1 - Le dispositif d'injection, de focalisation et de guidage du faisceau

1.1.1 - Canon à électrons

Dans les premières expériences, nous avons utilisé des canons de tubes à ondes progressives dont les qualités optiques sont excellentes. De plus ces canons peuvent facilement être commandés par leur Wehnelt, avec un temps de réponse convenable (10 ns). Malheureusement, leurs cathodes à oxyde ne supportent pas les multiples rentrées d'air qui sont inévitablement effectuées lors de la mise au point des expériences. C'est pourquoi nous avons été amenés par la suite à construire un canon utilisant une cathode à filament de tungstène, pratiquement insensible aux rentrées d'air à froid. A la sortie du canon, une lentille à trois électrodes permet de focaliser le faisceau dont l'intensité peut atteindre 10 mA et dont la tension d'accélération, stabilisée à 10^{-4} , peut atteindre 30 KV.

./. .

Pour supporter le canon et centrer convenablement le faisceau, un porte-canon mobile et orientable sous vide a été construit. Des bobinages rectangulaires, placés le long du trajet du faisceau, assurent la correction du champ magnétique terrestre. Enfin, un solénoïde pouvant fournir une induction magnétique axiale de 200 Gauss, assure le guidage et la focalisation du faisceau dans le guide accélérateur.

1.1.2 - Déflecteur assurant le découpage du faisceau

Ce déflecteur, qui a fait l'objet d'une publication détaillée (16), utilise une structure comportant une ligne à méandres plate (figure 5) placée entre deux plans conducteurs A et B qui lui sont parallèles (figures 6 et 7). L'action du champ électrique transversal réalise la déflexion, sans perturber notablement la vitesse longitudinale des électrons. Une telle structure peut propager un champ électrique transversal se déplaçant à la vitesse du faisceau, depuis les très basses fréquences, jusqu'aux fréquences de fonctionnement de notre accélérateur ; on peut donc ainsi défléchir le faisceau sur une grande longueur, grâce à l'action d'une onde progressive.

Lorsqu'il est alimenté en impulsions, ce déflecteur permet de découper un faisceau continu en impulsions. Lorsqu'il est alimenté en UHF, le déflecteur permet d'obtenir un découpage du faisceau en paquets à la fréquence de l'onde UHF. Alimenté à la fois en impulsions et en UHF, le déflecteur fournit des impulsions de courant comportant un nombre réglable de paquets.

* Caractéristiques du système déflecteur

La ligne à méandres placée à une distance $d = 4,5$ mm (diamètre maximal du faisceau) d'une plaque métallique A, peut être considérée, en première approximation comme une succession de petits condensateurs (figure 6) dont les actions cumulatives produisent la déflexion totale du faisceau. Un collimateur placé à l'entrée de la section accélératrice ne laisse passer que les électrons qui ne sont pas déviés.

La détermination des paramètres géométriques de la ligne a été effectuée pour la déflexion d'électrons ayant une vitesse voisine de $v_0 = 0,29 c$ (vitesse choisie pour l'étude de notre cavité accélératrice) en tenant compte des propriétés suivantes :

- l'onde déflectrice se propage sensiblement à la vitesse c le long du ruban métallique constituant la ligne à méandres. Le synchronisme entre le faisceau et le champ déflecteur vu par les particules impose une relation entre le pas du méandre et la longueur du ruban.

. / .

ℓ. - le temps de transit des électrons ℓ_0/v_0 relatif à la largeur du ruban doit être faible par rapport à la période UHF de fonctionnement de l'accélérateur. Nous l'avons pris égal au dixième de cette période.

- l'impédance de la ligne, qui doit être égale à 50Ω , est ajustée à l'aide de la plaque métallique B, en réglant convenablement la distance qui la sépare de la plaque A.

Avec un tel déflecteur, nous avons obtenu dans le plan du collimateur, situé à la distance $D = 78$ cm du centre de la ligne déflectrice, une déflexion de 0,3 mm par Volt UHF pour un faisceau de vitesse 0,29 c. La courbe de la figure 8 montre que le déflecteur peut être utilisé dans un large domaine de vitesse autour de 0,29 c.

* Découpage d'un faisceau en paquets

Lorsque le déflecteur est alimenté en UHF, la trace du faisceau dans le plan du collimateur décrit un segment de droite. Un champ magnétique créé par les cadres de correction du champ terrestre, permet d'amener l'une des extrémités de ce segment au centre du trou du collimateur. Dans ces conditions, on obtient, derrière le collimateur, des paquets dont la fréquence de défilement est égale à la fréquence de l'onde UHF injectée dans le déflecteur. Avec une puissance UHF injectée de 200 watts, on obtient une déviation maximale de 84 mm et l'extension en phase des paquets obtenus est d'environ 60° . Cette extension peut être réduite à quelques degrés par l'utilisation de deux déflecteurs placés à angle droit sur le trajet du faisceau, de sorte que la trace du faisceau dans le plan du collimateur devienne une ellipse.

* Découpage du faisceau en impulsions

La ligne déflectrice est alors alimentée par un générateur d'impulsions. A l'aide du champ magnétique créé par les cadres de correction du champ terrestre, on s'arrange pour que la trace du faisceau dans le plan du collimateur, soit loin du trou lorsque la tension est nulle dans la ligne déflectrice. En d'autres termes, le faisceau ne traverse pas le collimateur en l'absence d'excitation. Lorsqu'on injecte une impulsion dans la ligne déflectrice, trois cas peuvent se présenter lorsqu'on fait varier l'amplitude de l'impulsion de commande, schématisés par la figure 9.

1°) - L'amplitude de cette impulsion est trop faible pour amener le faisceau à traverser le collimateur (figure 9a).

./.

2°) - L'amplitude de cette impulsion est juste suffisante pour amener le faisceau à traverser le collimateur. Dans ce cas, on observe derrière le collimateur une impulsion de courant dont la largeur est sensiblement égale à la durée de l'impulsion de commande (figure 9b).

3°) - L'impulsion de commande a une amplitude suffisante pour faire passer la trace du faisceau d'un côté à l'autre du trou du collimateur. Dans ce cas, les particules ne traversent le collimateur que pendant une fraction des temps de montée et de descente de l'impulsion de commande. On obtient ainsi deux impulsions dont l'écart dans le temps est sensiblement égal à la largeur de l'impulsion de commande.

Ces deux derniers cas sont évidemment les seuls à présenter de l'intérêt ; ils sont illustrés par les photos a, b, c, d de la figure 10 :

- la photo a représente l'impulsion de commande issue d'un générateur d'impulsion Huggins utilisant un relais coaxial à contact mouillé au mercure, et observée à l'aide d'un oscillographe à échantillonnage 4000 MHz.

- la photo b représente cette impulsion, lorsqu'elle a traversé la ligne déflectrice. On remarque qu'elle n'est pratiquement pas déformée.

- la photo c représente l'impulsion de courant obtenue derrière le collimateur lorsque l'amplitude de l'impulsion de commande est juste suffisante pour amener le faisceau à traverser le collimateur.

- la photo d montre enfin que lorsqu'on augmente l'amplitude de l'impulsion de commande, le faisceau ne passe à travers le collimateur que pendant une fraction des temps de montée et de descente de l'impulsion de commande.

Ces photos (sensibilité horizontale 2 ns/division) font apparaître les propriétés remarquables du dispositif de découpage du faisceau :

- très large bande passante et excellent temps de réponse de la ligne

- excellent temps de montée des impulsions de courant obtenues, pouvant atteindre 100 ps

- faible amplitude des impulsions de commande utilisées (quelques dizaines de volts).

./.

Conclusion

Le dispositif de déflexion du faisceau a été abondamment utilisé au cours de nos expériences, soit alimenté par des impulsions, soit par une onde hyperfréquence, soit encore par les deux à la fois. Bien que ce dispositif ne soit pas applicable aux faisceaux de forte énergie ou de fort courant (supérieurs à quelques milliampères), il présente un intérêt particulier car il permet, avec une puissance UHF relativement faible (de l'ordre de la centaine de watts) pouvant être récupérée, d'obtenir en continu des paquets d'étendue en phase relativement réduite. A ce titre, son utilisation pour l'injection d'un faisceau de particules groupées en paquets dans un accélérateur supra-conducteur paraît tout indiquée.

1.2 - Le guide accélérateur

Le guide accélérateur est une structure périodique à iris (de période $h = 24$ mm) prévue pour fonctionner au voisinage de 1200 MHz. Ce guide se compose de 39 éléments identiques en laiton argenté ; il est transformé en cavité résonnante par l'adjonction de deux plans de court-circuit aux extrémités (figure 11). La longueur totale du guide est $L = 0,936$ mètre. Les dimensions des cellules élémentaires sont indiquées sur la figure 12. Nous avons relevé la caractéristique de dispersion du mode TM_{01} accélérateur (figure 13) et déduit de celle-ci l'évolution de la vitesse de phase v_ϕ et de la vitesse de groupe v_g (figure 14). Nous nous sommes particulièrement intéressés au mode $2\pi/3$ sur lequel s'est effectuée la plus grande partie de nos expériences. Pour ce mode, on a :

Fréquence de résonance	$f_{2\pi/3} = 1212,1$ MHz
Vitesse de phase	$v_{2\pi/3} = 0,29$ c
Vitesse de groupe	$v_{g\ 2\pi/3} = 0,01$ c
Facteur de surtension à vide	$Q_0 = 7\ 200$
Impédance shunt du guide	$r = 1,1$ M Ω /m
Coefficient d'atténuation	$\alpha = 0,166$ Nep/m
Atténuation totale	$\alpha L = 0,157$ Nep.

La faiblesse de la valeur de l'impédance shunt est due au pas très petit de la structure, qui entraîne des pertes importantes par unité de longueur. Deux autres paramètres sont nécessaires, pour décrire les phénomènes transitoires dans cette section accélératrice :

1°) - Le temps de remplissage du guide $\tau_L = L/v_g$ ($\tau_L = 310$ ns pour le mode $2\pi/3$). Nous aurons également à considérer le temps de remplissage $\tau_z = z/v_g$ d'une portion $(0, z)$ du guide.

. / .

2°) - Le temps de remplissage τ_c de la cavité. Dans une cavité classique au couplage critique, la montée du champ électromagnétique s'effectue suivant une loi en $(1 - e^{-\omega t / Q_0})$ où ω est la pulsation de résonance de la cavité et Q_0 son coefficient de surtension à vide. Nous appellerons temps de remplissage τ_c de la cavité, le temps de montée du champ dans la cavité (c'est-à-dire le temps qui s'écoule entre les instants correspondant à 1/10 et 9/10 de la valeur du champ en régime permanent). Dans ces conditions, τ_c s'exprime par

$$\tau_c = 2,2 \frac{Q_0}{\omega}$$

Dans le cas de notre cavité accélératrice, constituée à partir d'un guide à iris, le champ UHF est injecté au couplage critique par l'intermédiaire d'une boucle. La montée du champ présente, nous le verrons, des oscillations autour de la loi de montée exponentielle précédente. En négligeant ces oscillations, on peut adopter la définition précédente du temps de remplissage de la cavité. Ainsi défini, ce temps de remplissage ne dépend pas du point où l'on observe le champ. Pour le mode $2\pi/3$ de notre cavité, ce temps est $\tau_c = 2,1 \mu s$.

Des sondes faiblement couplées, sont placées en différents points du guide

- une sonde électrique (antenne) dans le plan d'entrée du guide
- une sonde électrique dans le plan de sortie du guide
- deux sondes magnétiques (boucles) placées sur la surface latérale du guide (au 1/3 et aux 2/3 de sa longueur).

Les plans de court-circuit comportent, outre les trous destinés au passage des sondes, des ouvertures centrales sur le trajet du faisceau

1.3 - Les circuits hyperfréquences

1.3.1 - Générateurs UHF

La source UHF principale est une triode pouvant fournir, entre 960 MHz et 1225 MHz, une puissance de 30 watts. Sa cavité est compensée en température, ce qui lui donne une stabilité en fréquence suffisante (de l'ordre de 10^{-5}) pour la plupart de nos expériences. On peut obtenir une stabilité plus grande (de l'ordre de 10^{-6}) en asservissant la fréquence de la triode à celle d'une source étalon de faible puissance (en l'occurrence klystron stabilisé par le montage classique de Pound), par la technique de l'entraînement de fréquence ("injection locking") (17). Un tube à onde progressive de forte puissance, permet d'amplifier l'onde issue de la triode et de porter sa puissance à 200 watts. En fait, ce tube n'est utilisé que pour l'alimentation du déflecteur.

./.

1.3.2 - Circuits d'analyse des champs hyperfréquences

En régime transitoire, nos expériences consistent à analyser les ondes hyperfréquences présentes dans la cavité accélératrice. Ces ondes sont modulées à la fois en amplitude et en phase par des signaux à variation très rapides et leur analyse est particulièrement délicate. Les études théoriques concernant les régimes transitoires dans les accélérateurs linéaires montrent en effet que toutes les fréquences de la bande passante du mode TM_{01} du guide à iris sont susceptibles d'intervenir dans l'expression des champs existant dans la cavité accélératrice. Pour ne pas déformer ces champs, nous avons été amenés à contrôler les bandes passantes et les temps de réponse du matériel hyperfréquence utilisé, et à réaliser des dispositifs très rapides d'analyse de l'amplitude et de la phase d'une onde hyperfréquence.

Analyse de l'amplitude $A(t)$

L'analyse de l'amplitude de l'onde est effectuée, en utilisant des détecteurs à diode tunnel, particulièrement aptes à détecter des modulations rapides de l'amplitude (temps de montée inférieur à 10 ns). Il faut toutefois se maintenir dans le domaine de détection quadratique de la diode tunnel pour effectuer des mesures valables.

Analyse de la phase $\varphi(t)$

La construction d'un phasemètre dynamique à temps de réponse très rapide est particulièrement délicate, en raison de la variation simultanée de l'amplitude du signal. La plupart des phasemètres couramment utilisés⁽¹⁸⁾ se ramènent par hétérodynage à des phasemètres fonctionnant en moyenne fréquence ; les variations de phases sont alors mises en évidence à l'aide de discriminateurs de type classique. Les temps de réponse obtenus sont de l'ordre de 1 μ s, ce qui est nettement insuffisant pour nos expériences, qui nécessitent des temps de réponse de l'ordre de 10 ns. La méthode de mesure de la phase que nous avons utilisée (schématisée par la figure 15) fournit un signal de sortie proportionnel à $A(t) \sin[\varphi(t) - \varphi_0]$, φ_0 étant le déphasage introduit par l'opérateur dans la voie de référence à l'aide d'un déphaseur étaloné ; afin de s'affranchir du facteur $A(t)$, on utilise une méthode de zéro : l'annulation du signal de sortie se produit aux instants t_i pour lesquels $\varphi(t_i) = \varphi_0$. On trouvera un exemple de tracé expérimental au paragraphe IV. 3.2.1

2 - EXPERIENCES PRELIMINAIRES -

Avant d'aborder l'étude des régimes transitoires à l'injection d'un faisceau de particules groupées en paquets dans notre accélérateur, il nous a semblé utile d'effectuer un certain nombre d'expériences,

./.

destinées à mieux comprendre le mécanisme d'interaction onde-faisceau, et à étudier la propagation d'un signal UHF modulé en impulsions dans un guide à iris. Nous nous bornerons à indiquer les résultats essentiels de ces expériences dont la description détaillée a été publiée par ailleurs(13)(14)(15)(19).

2.1 - Interaction onde-faisceau continu en régime permanent

Nous nous sommes proposés d'étudier les conditions d'interaction onde-faisceau dans le cas où le faisceau injecté est constitué de particules non groupées, ayant une vitesse voisine de $0,29 c$ (vitesse de phase du mode $2 \pi / 3$). La puissance de l'onde injectée est alors de quelques watts et sa fréquence est celle du mode $2 \pi / 3$.

Les phénomènes d'interaction que nous avons observés, peuvent être interprétés à l'aide de la théorie générale du couplage de modes (20), appliquée au mode TM_{01} du guide accélérateur, et aux modes de charge d'espace du faisceau.

2.1.1 - Evolution du niveau UHF dans la cavité en fonction de la vitesse du faisceau. Effet T.O.P. et effet accélérateur

Suivant que le faisceau est plus rapide ou plus lent que la phase de l'onde incidente injectée, on observe une amplification (effet Tube à Ondes Progressives) ou une atténuation de l'énergie dans la cavité alimentée à fréquence et puissance constantes. Dans ce dernier cas, les particules accélérées gagnent plus d'énergie que les particules décélérées n'en perdent et nous dirons que nous sommes en présence d'un effet accélérateur global. La figure 16 indique la variation du niveau UHF dans la cavité lorsqu'on modifie la vitesse du faisceau :

- le maximum d'amplification est obtenu lorsque le synchronisme est sensiblement réalisé entre le mode $2 \pi / 3$ du guide à iris et le mode lent de charge d'espace du faisceau (point A de la figure 16).

- le maximum d'atténuation est obtenu lorsque ce synchronisme est sensiblement réalisé avec le mode rapide de charge d'espace du faisceau (point B).

- lorsque les particules du faisceau ont sensiblement la même vitesse que la phase de l'onde $2 \pi / 3$ du guide, on observe ni atténuation, ni amplification (point C).

D'autres mesures ont montré que l'importance relative des effets T.P.O. et accélérateur, croît avec l'intensité du faisceau et décroît (à intensité fixe) lorsqu'on augmente la puissance HF injectée dans la cavité.

Enfin, lorsque la cavité n'est pas alimentée en UHF, le passage du faisceau de particules non groupées dans la cavité ne produit aucun rayonnement UHF décelable, ce qui montre que l'interaction onde-faisceau non groupé, n'obéit pas au principe de superposition (§ I.1.1). La raison en est que le faisceau n'est pas indéformable car le champ UHF injecté au cours de nos expériences était suffisant pour modifier notablement les vitesses des particules, comme le montre l'étude des spectres d'énergie du faisceau (cf. § II.2.1.3).

2.1.2 - Evolution de la fréquence de résonance du mode $2\pi/3$ en fonction de la vitesse du faisceau

En se servant de la cavité accélératrice comme cavité de référence d'un montage stabilisateur de Pound, on a pu suivre l'évolution des variations Δf de la fréquence de résonance du mode $2\pi/3$, lorsqu'on fait varier la vitesse du faisceau (figure 17) ; on trouvera dans la référence⁽¹³⁾ une explication de cette évolution, faisant intervenir ici encore le couplage entre modes du guide et modes du faisceau. On peut noter que les écarts de fréquence observés (de l'ordre de 20 kHz) sont très faibles devant la largeur de la bande de résonance de la cavité (350 kHz).

La perturbation de la fréquence de résonance, causée par la présence du faisceau, montre que lorsque les particules ne sont pas ultra-relativistes, le faisceau perturbe la constante de propagation du guide accélérateur ; à ce titre, on peut rapprocher nos mesures aux calculs théoriques effectués par P. Lapostolle⁽²¹⁾ dans le cas de guide accélérant des protons et aux expériences réalisées par K. Mittag et al.⁽²²⁾.

2.1.3 - Spectres d'énergie du faisceau

* Evolution des spectres avec la tension d'accélération

L'analyseur de vitesse permet de mesurer l'énergie des particules ayant subi l'interaction onde-faisceau en régime permanent. Lorsqu'on fait varier la vitesse d'injection, le guide accélérateur étant normalement alimenté en UHF sur le mode $2\pi/3$, on peut suivre l'évolution du spectre d'énergie du faisceau (figure 18). Lorsque le guide n'est pas alimenté en hyperfréquences, l'analyseur donne une raie unique ; en présence de HF, on observe un dédoublement de la raie qui correspond aux énergies des électrons accélérés et ralentis par le champ. On notera que :

- la symétrie des deux pics par rapport au pic observé en l'absence de HF est observée pour le synchronisme onde-faisceau (figure 18 a).

. / .

- pour les vitesses d'injection légèrement supérieures à 0,29 c (effet T.P.O. figure 18b) la dissymétrie des spectres traduit le fait que les particules ralenties perdent plus d'énergie que les particules accélérées n'en gagnent (d'où une perte globale de l'énergie transportée par le faisceau et une augmentation de l'énergie hyperfréquence dans la cavité).

- pour les vitesses d'injection légèrement inférieures à 0,29c (effet accélérateur, figure 18c) la dissymétrie des spectres traduit le fait que les particules accélérées gagnent plus d'énergie que les particules ralenties n'en perdent (d'où augmentation de l'énergie du faisceau et diminution de l'énergie emmagasinée dans la cavité).

Pour des vitesses d'injection créant à la sortie du guide un non synchronisme voisin d'une période UHF entre l'onde et le faisceau, le dédoublement des raies disparaît et les particules du faisceau ont à la sortie, la même énergie qu'à l'entrée. Cela est dû au fait que les particules gagnent, dans une moitié du guide, la même énergie qu'elles perdent dans l'autre moitié.

* Vérification du bon fonctionnement du déflecteur

Afin de vérifier le bon fonctionnement du déflecteur, qui par groupement des particules permet de supprimer soit la fraction du faisceau accéléré, soit la fraction ralentie, nous avons constaté (figure 19) que lorsque la ligne déflectrice est alimentée, on supprime l'un ou l'autre des deux pics, suivant le réglage de la phase de la HF dans le déflecteur.

2.2 - Phénomènes transitoires à l'injection d'un faisceau de particules non groupées dans la cavité alimentée en énergie UHF

En injectant brusquement (temps de montée : 10 ns) le faisceau dans la cavité accélératrice alimentée en UHF (puissance injectée : quelques watts) nous avons étudié l'évolution de l'amplitude $A(t)$ de l'onde accélératrice en différents points de la cavité. Nous avons également cherché à mettre en évidence les variations de phase de cette onde, mais l'expérience a montré que cette phase ne varie pratiquement pas (variation certainement inférieure à 1°).

2.2.1 - Aspect général des phénomènes transitoires

L'amplitude $A(t)$ observée au cours du régime transitoire, varie entre deux niveaux : le niveau A_0 du régime permanent en l'absence du faisceau et le niveau A_1 du régime permanent en présence du faisceau. Selon la valeur de la vitesse v des particules injectées, deux cas

./. .

peuvent se présenter ($v_{\beta h}$ étant la vitesse de phase de l'onde dans la structure) :

$v < v_{\beta h}$	: Effet Accélérateur	$A_0 > A_1$	: L'onde cède de l'énergie au faisceau
$v > v_{\beta h}$	: Effet T.O.P.	$A_0 < A_1$	: Le faisceau cède de l'énergie à l'onde

L'expérience montre (13) que les paramètres suivants ne modifient pratiquement pas la forme des transitoires d'amplitude : courant faisceau, puissance UHF injectée, fréquence de l'onde UHF injectée (sous réserve de rester dans la bande passante du mode βh). Ces paramètres en effet modifient les niveaux permanents A_0 et A_1 , sans changer la forme du régime transitoire qui les relie. En fait, les seuls paramètres dont l'influence est notable sont :

- le mode de résonance de la cavité accélératrice : nous ne décrirons ici que les résultats concernant le mode $\beta h = 2\pi/3$. Pour les modes compris entre $2\pi/3$ et π , on pourra se reporter à la référence (13).

- la position où s'effectue l'observation dans la cavité.

2.2.2 - Etude de $A(t)$ en fonction de la vitesse des électrons (mode $2\pi/3$)

La figure 20 montre l'évolution des transitoires observés à la sortie du guide, lorsqu'on passe de l'effet accélérateur (photos a et b) à l'effet T.O.P. (photo c). Sur chacune de ces photos, la courbe notée (i) correspond à l'injection du faisceau et l'autre courbe à la coupure du faisceau (les transitoires correspondants sont d'ailleurs identiques, au sens de variation près). Ces photos font apparaître une variation exponentielle de l'amplitude, sur laquelle se superposent deux systèmes d'oscillations de périodes différentes (cf. § II.2.2.4).

2.2.3 - Etude de $A(t)$ en fonction de la position de la sonde d'observation (mode $2\pi/3$)

La figure 21 montre dans le cas de l'effet accélérateur les phénomènes transitoires observés dans le plan d'entrée du guide (photo a), dans le plan de sortie (photo c) et au tiers de la longueur du guide (photo b). On notera que :

- les oscillations de faible période sont d'autant plus importantes que l'on se rapproche de l'extrémité du guide.

./.

- Les phénomènes transitoires se produisent d'abord à la fin du guide. Ceux que l'on observe au niveau de la sonde intermédiaire et du plan d'entrée sont retardés par rapport à ceux du plan de sortie. Tout se passe comme si le front des phénomènes transitoires se propageait dans le sens inverse du faisceau, à la vitesse de groupe du mode $2\pi/3$. La figure 22 montre en effet que les retards observés correspondent sensiblement au temps de parcours de la cavité à la vitesse de groupe $0,01 c$.

2.2.4 - Interprétation de la forme du régime transitoire

- La durée du régime transitoire (env. $2,5 \mu s$) correspond sensiblement au temps de remplissage τ_c de la cavité.

- Les oscillations de grande période (environ $600 ns$) correspondent aux allers et retours de la HF à la vitesse de groupe dans le guide. La période de ces oscillations est en effet sensiblement égale au double du temps τ_L de remplissage du guide à iris de longueur L . Une interprétation équivalente consiste à dire qu'il y a battements entre le mode $2\pi/3$ et les modes immédiatement voisins $25\pi/39$ et $27\pi/39$ (cf. § IV. 1.3.3).

- Les oscillations de faible période dont la fréquence est sensiblement égale à $10 MHz$ peuvent s'interpréter par des battements avec l'extrémité de la bande passante la plus proche (mode π). Ces battements, entre fréquence de fonctionnement et fréquence d'extrémité de bande, apparaissent en effet très souvent dans les régimes transitoires de filtres. Dans le cas qui nous intéresse, la fréquence de $10 MHz$ expérimentalement trouvée est voisine de $f_\pi - f_{2\pi/3} = 9,5 MHz$.

2.2.5 - Conclusion

Les phénomènes transitoires à l'injection d'un faisceau de particules non groupées, mettent en évidence certaines propriétés importantes que nous aurons l'occasion de retrouver lors de l'étude des phénomènes transitoires d'injection d'un faisceau de particules préalablement groupées en paquets.:

- la durée du régime transitoire est égale au temps de remplissage de la cavité accélératrice

- il existe deux systèmes d'oscillations d'amplitude de périodes différentes ; le premier a une période correspondant aux allers et retours de la HF à la vitesse de groupe dans le guide. Le second traduit les battements avec l'extrémité de bande la plus proche

- les phénomènes transitoires sont observables d'abord à la sortie du guide, puis on les observe à l'entrée avec un retard égal au temps de remplissage τ_L du guide.

./.

Malheureusement, dans le cas de l'injection d'un faisceau de particules non groupées, il n'est pas possible de faire une théorie simple des phénomènes transitoires, car, comme nous l'avons vu (cf. § II.2.1.1), le principe de superposition ne s'applique pas, le faisceau étant déformé par le champ hyperfréquence qui interagit avec lui. Cependant, ces phénomènes sont loin de présenter le même intérêt que les transitoires d'injection de paquets de particules pour lesquels une théorie relativement simple a été trouvée (cf. chapitres suivants).

2.3 - Réponse de la cavité non chargée, à une onde UHF modulée en impulsions rectangulaires longues

L'impulsion de HF a été obtenue à l'aide d'un commutateur à diodes dont le temps de montée est de l'ordre de 50 ns. La largeur de l'impulsion est assez grande, pour que le régime permanent puisse être atteint dans la cavité. Les mesures ont porté sur toute la bande passante du mode accélérateur⁽¹³⁾ mais les résultats que nous résumons ci-dessous, ne concernent que le mode $2\pi/3$:

1°) - Les régimes transitoires ont sensiblement la même durée que dans l'étude précédente (figure 23)

2°) - L'évolution de $A(t)$ fait ici encore apparaître les oscillations d'amplitude liées aux allers et retours à la vitesse de groupe dans le guide.

3°) - Les oscillations de faible période, liées à la bande passante du guide n'apparaissent pas nettement. Cela est sans doute dû aux temps de montée trop lents de l'impulsion de HF, qui aboutit à un brouillage de ces oscillations.

4°) - La forme de ces transitoires est très sensible à la fréquence.

5°) - Les signaux observés en différents points du guide présentent un retard par rapport au signal d'excitation, de plus en plus important à mesure que l'on s'éloigne de l'excitation. Ce retard correspond d'ailleurs, à une propagation des phénomènes à la vitesse de groupe du mode $2\pi/3$. Ainsi apparaît la différence la plus importante entre transitoires d'injection de HF et transitoire d'injection de faisceau :

Les transitoires d'injection de HF apparaissent d'abord à l'entrée du guide, alors que les transitoires d'injection d'un faisceau apparaissent d'abord à la sortie du guide.

6°) - La mesure de la phase, effectuée à la sortie de la cavité (figure 24) indique des variations très importantes de phase, tout au moins durant les 400 ns suivant le début du transitoire. Ensuite la phase se stabilise très rapidement.

Chapitre III

RAYONNEMENT CREE PAR UN PAQUET DE CHARGES TRAVERSANT UN GUIDE A IRIS

1 - ETUDE THEORIQUE DU RAYONNEMENT D'UN PAQUET DANS UN GUIDE A IRIS -

Le développement théorique que nous allons exposer, résume une théorie élaborée par J. Marcou(8)(9)(23), basée sur l'utilisation des modes propres du guide à iris pour décrire le rayonnement d'un paquet dans une section accélératrice.

Un paquet qui traverse un guide accélérateur rayonne en tout point de sa trajectoire transformant ainsi ces point en sources élémentaires de rayonnement (que nous appellerons "étincelles de courant"). L'expression du rayonnement de ces sources permet, par sommation, de calculer le rayonnement total du paquet.

1.1 - Rayonnement créé par une étincelle de courant

Lorsqu'un paquet infiniment fin traverse une tranche de guide comprise entre z_1 et $z_1 + dz_1$, il apparaît brusquement dans cette tranche, une charge animée de la vitesse v_e . Nous dirons alors qu'un élément de courant ou étincelle de courant est apparu dans la tranche $(z_1, z_1 + dz_1)$. Celle-ci crée brusquement, au point d'abscisse z_1 à l'instant $t_1 = z_1/v_e$ de passage du paquet, un champ électrique longitudinal sur l'axe du guide. Ce champ se propage ensuite vers les extrémités du guide, suivant une loi qui dépend des caractéristiques de dispersion et d'affaiblissement du guide. Nous supposons pour l'instant, que le guide est parfait (pas de pertes par effet Joule) et que sa géométrie ne dépend pas de z (guide à impédance constante). Nous supposons en outre, que le rayonnement ne s'effectue que sur le premier mode accélérateur du guide à iris (mode TM_{01}) ; le rayonnement éventuel sur d'autres modes sera examiné plus loin (§ III 1.3.4).

1.1.1 - Décomposition en modes propres

Pour exprimer le champ rayonné par une étincelle de courant, nous utiliserons la méthode de la décomposition du champ rayonné en modes propres du guide à iris. Si l'on se limite au premier mode accélérateur, la méthode consiste à écrire que le champ rayonné s'exprime sous la forme d'une superposition d'ondes TM_{01} qui peuvent exister dans le guide, en tenant compte de la présence d'ondes évanescentes.

./.

* Le mode TM_{01} du guide à iris

1°) - Dans la bande passante, la pulsation ω et la constante de propagation β sont liées par la relation de dispersion. La vitesse de phase de l'onde est $v = \omega / \beta$ et la vitesse de groupe $v_g = d\omega / d\beta$ s'annule aux extrémités de la bande pour les valeurs:

$$\begin{array}{lll} \beta = 0 & \omega = \omega_0 & \text{mode } 0 \\ \beta = \pi/h & \omega = \omega_\pi & \text{mode } \pi \end{array}$$

A l'intérieur de la bande passante, le champ s'exprime sous la forme

$$\cos [\omega t - \beta(\omega) z] \quad \text{pour} \quad \omega_0 < \omega < \omega_\pi$$

2°) - A l'extérieur de la bande passante, il n'y a plus de propagation et seules des ondes évanescentes peuvent exister, caractérisées par le coefficient d'évanescence $d_E(\omega)$, qui traduit la décroissance du champ en $e^{-d_E z}$.

Ce coefficient d'évanescence d_E est évidemment nul pour les extrémités de la bande passante et croît lorsqu'on s'éloigne de la bande passante. L'étude détaillée des ondes au voisinage d'une fréquence de coupure, réalisée par P.N. Butcher⁽²⁴⁾ permet de montrer qu'en l'absence de pertes par effet Joule, $d\omega / dd_E$ est nul aux extrémités de la bande passante (tout comme la quantité homologue $d\omega / d\beta = v_g$, relative à la bande passante). Nous aurons à considérer deux types d'ondes évanescentes :

au-dessous de la bande passante, le champ a la forme du champ existant pour le mode 0 ($\beta = 0$), mais est atténué suivant la loi $e^{-d_0 z}$; il s'exprime donc sous la forme :

$$e^{-d_0(\omega)z} \cos \omega t \quad \text{pour} \quad \omega \leq \omega_0$$

au-dessus de la bande passante, le champ a la forme du champ existant pour le mode π ($\beta = \pi/h$), mais est atténué suivant la loi $e^{-d_\pi z}$; il s'exprime donc sous la forme :

$$e^{-d_\pi(\omega)z} \cos\left(\omega t - \frac{\pi z}{h}\right) \quad \text{pour} \quad \omega \geq \omega_\pi$$

Les coefficients d'évanescence d_0 et d_π croissent lorsque la fréquence s'écarte de la bande passante :

+ $d_0(\omega)$ croît lorsque la fréquence décroît ($dd_0/d\omega < 0$) et pour $\omega = 0$, ce coefficient prend une valeur pratiquement infinie.

+ $d_{\pi}(\omega)$ croît lorsque la fréquence décroît ($dd_{\pi}/d\omega > 0$) et pour $\omega = \infty$, ce coefficient prend une valeur infinie.

* Expression du rayonnement d'une étincelle

L'étincelle apparaît au point d'abscisse z_1 à l'instant t_1 . Le rayonnement qu'elle produit est observé au point d'abscisse z à l'instant t (figure 25). La décomposition en modes propres qui va exprimer ce rayonnement doit vérifier les deux conditions :

principe de causalité : champ rayonné = 0 quel que soit z lorsque $t < t_1$

conditions initiales : champ électrique rayonné, observé à l'instant $t=t_1$

$$\begin{cases} \neq 0 & \text{en } z = z_1 \\ = 0 & \text{en } z \neq z_1 \end{cases}$$

J. Marcou a montré que pour un guide à iris, dont les propriétés sont caractérisées par les fonctions $\beta(\omega)$, $d_0(\omega)$ et $d_{\pi}(\omega)$, le rayonnement d'une étincelle s'exprime simplement sous la forme :

$$\int_0^{\pi/h} \cos[\omega(t-t_1) - \beta(z-z_1)] d\beta + \int_{-\infty}^0 e^{-d_0(z-z_1)} \sin \omega(t-t_1) dd_0 + \int_0^{\infty} e^{-d_{\pi}(z-z_1)} \sin[\omega(t-t_1) - \frac{\pi}{h}(z-z_1)] dd_{\pi}$$

lorsqu'il est observé à droite de l'étincelle de courant ($z > z_1$). Lorsqu'on observe à gauche de l'étincelle ($z < z_1$), on remplace dans cette expression β par $-\beta$ et d par $-d$. La première intégrale représente la superposition des modes propres situés à l'intérieur de la bande passante ; la seconde et la troisième intégrale traduisent la contribution des modes évanescents, situés en dehors de la bande. On vérifie aisément sur cette expression, que les conditions initiales sont vérifiées.

Il est intéressant de noter que ces conditions initiales ne sont plus vérifiées si l'or se limite aux modes situés à l'intérieur de la bande passante et c'est pourquoi il a été nécessaire d'introduire les modes évanescents. Toutefois, les modes évanescents situés loin de la bande passante ont un coefficient d'évanescence élevé et leur contribution au rayonnement sera faible. De plus les modes évanescents ne propagent pas d'énergie, ce sont des modes stationnaires ; il en résulte que lorsqu'on s'éloigne de la source de rayonnement, la contribution de ces modes deviendra de plus en plus faible. L'étude du spectre de fréquence du champ rayonné nous permettra de vérifier cette propriété.

./.

1.1.2 - Spectre de fréquence du rayonnement d'une étincelle

L'expression du rayonnement d'une étincelle, sous la forme d'une superposition de modes propres, est facilement transformée en intégrale de Fourier, en introduisant $dd_0(\omega)/d\omega$, $dd_\pi(\omega)/d\omega$ et $d\beta(\omega)/d\omega = 1/v_g(\omega)$. On obtient en effet:

$$\int_0^{\omega_0} e^{-d_0(z-z_1)} \left(-\frac{dd_0}{d\omega} \right) \cos\left[\omega(t-t_1) - \frac{\pi}{2}\right] d\omega + \int_{\omega_0}^{\omega_\pi} \frac{1}{v_g} \cos\left[\omega(t-t_1) - \beta(z-z_1)\right] d\omega + \int_{\omega_\pi}^{\infty} \frac{dd_\pi}{d\omega} e^{-d_\pi(z-z_1)} \cos\left[\omega(t-t_1) - \frac{\pi}{h}(z-z_1) - \frac{\pi}{2}\right] d\omega$$

Cette forme de développement fait apparaître l'amplitude et la phase du spectre de fréquence. Nous nous intéresserons particulièrement à l'amplitude des diverses composantes du spectre de fréquence, dont l'évolution, en fonction du point d'observation est indiquée sur la figure 26 et résumée dans le tableau ci-dessous :

$z-z_1$	Amplitude du spectre de fréquence						
	0	$\omega < \omega_0$	ω_0	Bande passante	ω_π	$\omega > \omega_\pi$	∞
0	0	$-\frac{dd_0}{d\omega}$	∞	$1/v_g$	∞	$\frac{dd_\pi}{d\omega}$	0
h	0	$-\frac{dd_0}{d\omega} e^{-d_0 h}$	∞	$1/v_g$	∞	$\frac{dd_\pi}{d\omega} e^{-d_\pi h}$	0
nh	0	$-\frac{dd_0}{d\omega} e^{-n d_0 h}$	∞	$1/v_g$	∞	$\frac{dd_\pi}{d\omega} e^{-n d_\pi h}$	0
∞	0	0	∞	$1/v_g$	∞	0	0

Nous obtenons ainsi les propriétés intéressantes suivantes :

Dans la bande passante, l'amplitude du spectre de fréquence de rayonnement d'une étincelle ne dépend pas du point d'observation et varie comme l'inverse de la vitesse de groupe. Cette amplitude est par conséquent infinie pour les extrémités de la bande et minimale pour la fréquence correspondant à la plus grande vitesse de groupe.

A l'extérieur de la bande passante, l'amplitude du spectre est une fonction exponentielle décroissante de la distance entre la source et le point d'observation. Elle varie comme $|dd/d\omega|$; elle est par conséquent infinie aux extrémités de la bande, et tend vers 0 lorsque la fréquence s'éloigne indéfiniment de la bande passante.

./.

Quel que soit le point d'observation, le spectre du rayonnement d'une étincelle fait apparaître deux fréquences privilégiées, pour lesquelles l'amplitude est très grande : les fréquences f_0 et f_π des modes 0 et π .

1.1.3 - Applications

Pour calculer le rayonnement créé par une étincelle de courant, il faut connaître les fonctions $\alpha_0(\omega)$, $\alpha_\pi(\omega)$ et $\beta(\omega)$, caractéristiques du guide utilisé. Ce calcul nécessite en général une intégration numérique et l'emploi d'une calculatrice. Dans le cas où ces fonctions présentent certaines propriétés de symétrie, le rayonnement créé par l'étincelle présente des particularités intéressantes :

* Guide à dispersion symétrique

Nous nous intéresserons aux guides à dispersion symétrique, définis par les deux propriétés suivantes :

Courbe de dispersion symétrique par rapport au mode $\frac{\pi}{2}$, soit

$$\beta(\omega_{\pi/2} - \Omega) + \beta(\omega_{\pi/2} + \Omega) = \frac{\pi}{h}$$

Egalité des coefficients d'évanescence relatifs à deux fréquences symétriques par rapport à $\omega_{\pi/2}$, soit :

$$\alpha_0(\omega_{\pi/2} - \Omega) = \alpha_\pi(\omega_{\pi/2} + \Omega)$$

En associant deux à deux les modes relatifs aux fréquences $\omega_{\pi/2} - \Omega$ et $\omega_{\pi/2} + \Omega$ dans la décomposition en modes propres, on montre aisément que le rayonnement total créé par l'étincelle de courant aura une expression de la forme :

$$a(t, z) \cos \left[\omega_{\pi/2}(t - t_1) - \frac{\pi}{2} \frac{z - z_1}{h} \right]$$

Dans un guide à dispersion symétrique, le rayonnement créé par une étincelle de courant s'exprime sous la forme d'un mode $\pi/2$ modulé en amplitude et ne comportant pas de modulation de phase.

L'absence de modulation de phase apparaît également dans l'étude du spectre de fréquence. En effet, pour deux fréquences symétriques par rapport à $\omega_{\pi/2}$ les amplitudes sont les mêmes et les phases sont opposées.

./.

* Guide à iris idéal

Nous appellerons "guide à iris idéal", un guide à dispersion symétrique pour lequel les fonctions $\alpha(\omega)$ et $\beta(\omega)$ ont la forme : ($\Delta\omega$ désignant la demi-bande passante)

$$\left| \begin{array}{ll} \omega - \omega_{\pi/2} = -\Delta\omega \cos \beta h & (\omega_0 < \omega < \omega_{\pi}) \\ \omega - \omega_{\pi/2} = \Delta\omega \cosh d_{\pi} h & (\omega > \omega_{\pi}) \\ \omega_{\pi/2} - \omega = \Delta\omega \cosh d_0 h & (\omega < \omega_0) \end{array} \right.$$

L'expérience montre que les guides à iris utilisés dans les accélérateurs ultra-relativistes ont des fonctions caractéristiques α et β très voisines de celles du guide idéal. Pour un tel guide, le calcul complet du rayonnement d'une étincelle est possible par intégration directe, à partir du développement en modes propres. Ce rayonnement, observé au point d'abscisse z à l'instant t , s'exprime par :

$$J_{z/h}(\Delta\omega t) \cos\left[\omega_{\pi/2} t - \frac{\pi}{2} \frac{z}{h}\right] \quad \text{pour } t > t_1 \text{ et } z > z_1,$$

où $J_{z/h}$ est la fonction de Bessel d'indice z/h .

1.2 - Rayonnement créé par un paquet

Lorsqu'un paquet traverse un guide accélérateur, le rayonnement qu'il produit est la superposition des rayonnements élémentaires des diverses étincelles de courant créées par le passage du paquet dans les différentes tranches ($z_1, z_1 + dz_1$) du guide. Pour obtenir le rayonnement total du paquet, il suffit d'intégrer sur toute la longueur du guide, depuis $z = 0$ jusqu'à $z = L$.

L'instant d'apparition $t_1 = z_1/v_e$ de l'étincelle au point d'abscisse z_1 détermine la phase du rayonnement qu'elle produit ; il en résulte que la superposition des rayonnements élémentaires provenant de la gauche du point d'observation va privilégier le mode pour lequel l'onde TM_{01} se propage en synchronisme avec le paquet. Pour ce mode en effet, les rayonnements élémentaires seront en concordance de phase. On peut donc s'attendre à voir apparaître un rayonnement d'amplitude notable se propageant à la vitesse du paquet et dans le sens du paquet. Notons toutefois que le synchronisme onde-paquet ne peut exister que si le mode TM_{01} peut propager une onde à la vitesse v_e , c'est-à-dire si $v_e > v_{\pi} = \omega_{\pi} h / \pi$. Cette condition est évidemment toujours réalisée dans les accélérateurs.

1.2.1 - Expression du rayonnement d'un paquet

En introduisant $\beta_e(\omega) = \omega/v_e$, le rayonnement produit par le passage d'un paquet dans un guide limité aux abscisses $z = 0$ et $z = L$ est la somme de trois termes

1°) - Contribution des modes de la bande passante

$$\int_0^{\pi/h} \int_0^z \cos[(\omega t - \beta z) + (\beta - \beta_e)z_1] d\beta dz_1 - \int_0^{\pi/h} \int_z^L \cos[(\omega t + \beta z) - (\beta_e + \beta)z_1] d\beta dz_1$$

rayonnements élémentaires provenant de la gauche du point d'observation

rayonnements élémentaires provenant de la droite du point d'observation

2°) - Contribution des modes évanescents situés au-dessous du mode 0

$$\int_{-\infty}^0 \int_0^z e^{-d_0(z-z_1)} \sin(\omega t - \beta_e z_1) dd_0 dz_1 - \int_{-\infty}^0 \int_z^L e^{d_0(z-z_1)} \sin(\omega t - \beta_e z_1) dd_0 dz_1$$

3°) - Contribution des modes évanescents situés au-dessus du mode π .

$$\int_0^{\infty} \int_0^z e^{-d_\pi(z-z_1)} \sin[(\omega t - \frac{\pi z}{h}) - (\beta_e - \frac{\pi}{h})z_1] dd_\pi dz_1 - \int_0^{\infty} \int_z^L e^{d_\pi(z-z_1)} \sin[(\omega t + \frac{\pi z}{h}) - (\beta_e + \frac{\pi}{h})z_1] dd_\pi dz_1$$

Le synchronisme onde-paquet ne peut jamais être obtenu pour le mode 0 et les modes évanescents situés au-dessous du mode 0, car ces modes correspondent à une vitesse de phase infinie ($\beta = 0$). Ce synchronisme peut être obtenu pour le mode π et les modes évanescents supérieurs lorsque $v_e = v_\pi = \omega_\pi h / \pi$; toutefois la vitesse du paquet est en général différente de v_π (les cas les plus fréquents étant $v_e = v_{\pi/2}$ et $v_e = v_{2\pi/3}$) et dans ce cas il ne peut y avoir synchronisme avec le mode π ou les modes évanescents supérieurs.

Ainsi, les modes évanescents créés par les étincelles réparties le long du guide ne sont pas en concordance de phase et le passage du paquet dans le guide n'introduit pas de mode privilégié, à l'extérieur de la bande passante.

. / .

1.2.2 - Contribution des modes de la bande passante

L'intégration par rapport à z_1 est aisée et conduit, pour les modes situés à l'intérieur de la bande passante, aux résultats suivants :

1°) - Rayonnement provenant de la gauche du point d'observation

$$\int_0^{\pi/h} z \frac{\sin(\beta - \beta_e)z/2}{(\beta - \beta_e)z/2} \cos \left[(\omega t - \beta z) + (\beta - \beta_e) \frac{z}{2} \right] d\beta$$

Au point d'observation d'abscisse z , le spectre de fréquence du rayonnement a pour amplitude

$$\frac{z}{v_g} \left| \frac{\sin(\beta - \beta_e)z/2}{(\beta - \beta_e)z/2} \right|$$

Cette amplitude est infinie pour les pulsations ω_0 et ω_π correspondant aux extrémités de la bande (car $v_g = 0$) ; elle passe par une série de maximums qui sont sensiblement les maximums de la fonction

$$\left| \frac{\sin(\beta - \beta_e) \frac{z}{2}}{(\beta - \beta_e) \frac{z}{2}} \right|$$

Le maximum principal est obtenu lorsque $\beta = \beta_e$, pour la pulsation $\omega = \omega_e$ correspondant au synchronisme onde-paquet (ω_e est appelée pulsation synchrone). L'amplitude z/v_g du maximum principal est d'autant plus importante que l'abscisse z est élevée.

Il existe également des maximums secondaires, obtenus sensiblement lorsque $(\beta - \beta_e) \frac{z}{2} = (2K+1) \frac{\pi}{2}$ et dont l'amplitude, comptée relativement au maximum principal, est :

$$\frac{\text{Amplitude du maximum secondaire d'ordre } K}{\text{Amplitude du maximum principal}} = \frac{2}{(\beta_K - \beta_e) z}$$

Par conséquent, plus le point d'observation est éloigné de l'entrée du guide, plus la fréquence synchrone est privilégiée.

./.

2°) - Rayonnement provenant de la droite du point d'observation

L'intégration conduit alors à :

$$-\int_0^{\pi/2} \frac{\sin(\beta + \beta_e)z/2}{(\beta + \beta_e)z/2} \cos[(\omega t + \beta z) - (\beta + \beta_e)\frac{z}{2}] d\beta$$

L'amplitude du spectre de fréquence de ce rayonnement est donné par :

$$\frac{z}{N_g(\omega)} \left| \frac{\sin[\beta(\omega) + \beta_e(\omega)]\frac{z}{2}}{[\beta(\omega) + \beta_e(\omega)]\frac{z}{2}} \right|$$

A l'exception des fréquences de coupure du guide, ce spectre ne présente pas de fréquence nettement privilégiée. Pour la pulsation synchrone ω_e on a :

$$\frac{\text{Amplitude du spectre du rayonnement provenant de la droite du point d'observation}}{\text{Amplitude du spectre du rayonnement provenant de la gauche du point d'observation}} = \frac{\sin \beta_e z}{\beta_e z}$$

Cette relation montre que le rayonnement provenant de la droite du point d'observation est faible devant celui qui provient de la gauche ; ce résultat était prévisible car les rayonnements élémentaires des étincelles situées à droite de l'observation ne sont pas en concordance de phase.

1.2.3 - Conclusion

1°) - Le rayonnement du paquet fait intervenir tous les modes de propagation de la bande passante, se propageant dans le sens du paquet ou en sens inverse. Toutefois, le rayonnement se propageant dans le sens du paquet est nettement plus important que le rayonnement se propageant en sens inverse.

2°) - Parmi tous les modes excités à l'intérieur de la bande passante, c'est le mode synchrone qui est privilégié. Son importance croît avec l'abscisse z du point d'observation. La durée du rayonnement observé au point d'abscisse z est donc sensiblement égale au temps de remplissage de la portion $(0, z)$ du guide, calculé sur le mode synchrone.

./.

3°) - Le spectre de fréquence du rayonnement présente trois fréquences privilégiées pour lesquelles l'amplitude du spectre est importante :

- la fréquence f_e du mode synchrone
- la fréquence f_0 et f_π des extrémités de la bande.

4°) - On pourra exprimer le rayonnement d'un paquet sous la forme générale

$$A(t, z) \cos \left[(\omega_e t - \beta_e z) + \varphi(t, z) \right]$$

où l'amplitude $A(t, z)$ et la phase $\varphi(t, z)$ présentent des modulations qui peuvent s'interpréter par des battements entre la fréquence synchrone f_e et les diverses fréquences de la bande passante et plus particulièrement entre f_e , f_0 , et f_π .

1.2.4 - Rayonnement d'un paquet dans un guide à dispersion symétrique, fonctionnant sur le mode $\pi/2$

Dans le cas d'un guide à dispersion symétrique, nous avons vu que le rayonnement élémentaire créé par une étincelle de courant s'exprime sous la forme d'un mode $\pi/2$ modulé uniquement en amplitude ; lorsque la vitesse du paquet est égale à la vitesse de l'onde du mode $\pi/2$, la pulsation $\omega_{\pi/2}$ est la pulsation synchrone. Il en résulte que le rayonnement total du paquet se propageant dans le sens du paquet, s'exprimera également sous la forme d'un mode $\pi/2$, uniquement modulé en amplitude. Par conséquent :

Dans un guide à dispersion symétrique, le rayonnement d'un paquet dont la vitesse est égale à la vitesse de phase du mode $\pi/2$, s'exprime sous la forme d'un mode $\pi/2$ modulé en amplitude et ne comportant pas de modulation de phase. L'expression de ce rayonnement est de la forme :

$$A(t, z) \cos \left(\omega_{\pi/2} t - \frac{\pi}{2} \frac{z}{h} \right)$$

Lorsque la vitesse du paquet n'est pas égale à la vitesse du mode $\pi/2$, le rayonnement du paquet sera modulé en phase.

1.3 - Rayonnement d'un paquet dans les conditions expérimentales réelles

1.3.1 - Influence des pertes par effet Joule

On peut tenir compte de ces pertes en introduisant un coefficient d'atténuation α_J dans l'expression des modes propres. Dans les guides usuels où $\alpha_J h$ est très faible, on peut montrer que les

principaux résultats de l'étude précédente sont conservés et en particulier :

- le mode synchrone reste le mode privilégié
- le spectre de fréquence fait toujours apparaître les fréquences privilégiées f_e , f_0 et f_π . L'amplitude du spectre pour les fréquences f_0 et f_π n'est plus infiniment grande car, en présence des pertes, la vitesse de groupe n'est pas rigoureusement nulle aux extrémités de la bande.

1.3.2 - Influence des réflexions sur les extrémités du guide

Si la structure accélératrice est prévue pour fonctionner en ondes stationnaires, on devra tenir compte des réflexions successives sur les plans de court-circuit terminaux (cf. § III.2.1.1, IV. 1.3.3 et IV.2.1.4).

Dans le cas d'une structure à onde progressive, on devra également tenir compte de réflexions partielles sur les extrémités du guide, car les coupleurs d'entrée et de sortie ne peuvent être adaptés pour toutes les fréquences intervenant dans le rayonnement.

1.3.3 - Rayonnement dans un guide à impédance variable

Dans un guide à impédance variable (par exemple un guide à champ constant) la courbe de dispersion évolue le long du guide. Les modes propres ont alors une expression compliquée et le calcul du rayonnement devient rapidement inextricable. On peut cependant étudier le rayonnement dans un tel guide en supposant qu'il est formé de portions de guide à impédance constante. Cette méthode approchée a été utilisée dans la référence(11) pour établir une théorie simplifiée du rayonnement dans l'accélérateur linéaire 45 MeV de Saclay.

1.3.4 - Influence des modes TM_{0n} supérieurs

Un paquet se déplaçant sur l'axe d'un guide à iris ne peut exciter que les modes TM_{0n} de ce guide (ce sont les seuls modes qui présentent un champ électrique longitudinal sur l'axe). En plus du mode TM_{01} , le paquet pourra donc exciter les modes TM_{02} , TM_{03} , ... etc. Toutefois, le rayonnement sur un mode supérieur ne sera notable que si ce mode peut se propager à la vitesse du paquet. On peut donc prévoir que :

Le rayonnement d'un paquet sur un mode TM supérieur sera important si l'onde fondamentale de ce mode peut se propager en synchronisme avec le paquet, et sera faible si le synchronisme n'est obtenu qu'avec un harmonique d'espace.

./.

Tous les modes TM_{0n} du guide à iris ont une caractéristique de dispersion directe. Le diamètre extérieur $2b$ de ces guides fixe les pulsations de coupure ω_{0n} de ces modes par la relation :

$$J_0 \left(\frac{\omega_{0n} b}{c} \right) = 0 \quad (\text{en supposant que l'épaisseur des iris est faible})$$

Pour les modes TM_{01} et TM_{02} , on aura $\frac{\omega_{02}}{\omega_{01}} = 2,3$

Pour les guides à iris couramment utilisés, la bande passante du mode TM_{01} est relativement étroite, et l'on peut en déduire que les fréquences de la bande passante du mode TM_{02} sont au moins 2,3 fois supérieures aux fréquences de la bande passante du mode TM_{01} . Il en résulte que lorsque dans le diagramme de dispersion, la droite $v_\varphi = v_e$ coupe la courbe de dispersion du mode TM_{01} entre $\beta h \simeq \pi/2,3$ et $\beta h = \pi$, cette droite ne coupe pas la partie fondamentale de la courbe de dispersion du mode TM_{02} (ni a fortiori les parties fondamentales des courbes de dispersion des modes TM_{0n} supérieurs).

Ainsi, lorsque le synchronisme onde TM_{01} -paquet est obtenu pour un mode compris entre $\beta h \simeq \pi/2,3$ et $\beta h = \pi$, le rayonnement du paquet sur les modes TM_{0n} supérieurs est vraisemblablement assez faible.

1.3.5 - Influence de la forme du paquet

Expérimentalement, il n'est pas possible d'obtenir un paquet infiniment fin et le rayonnement du paquet dépend alors de la durée $\Delta\theta$ du paquet et de la répartition des charges dans le paquet. Cependant, lorsque la durée $\Delta\theta$ du paquet est suffisamment courte (au maximum de l'ordre de quelques périodes du rayonnement UHF), on peut montrer (§ IV.1.1) que le rayonnement du paquet garde la même expression, à un facteur près.

2 - ETUDE EXPERIMENTALE DU RAYONNEMENT D'UN PAQUET -

Alimenté par un générateur d'impulsions Huggins, fournissant des impulsions d'environ 2 ns de largeur, de quelques centaines de volts d'amplitude et de moins de 0,5 ns de temps de montée, le déflecteur à méandres, décrit au § II.1.1.2 permet d'obtenir deux paquets très fins, distants de 2 ns environ, à partir d'un faisceau continu. Ces deux paquets sont donc très rapprochés, et le rayonnement qu'ils engendrent dans un guide à iris est le même (à un facteur près) que celui qui serait créé par un paquet unique infiniment fin (§ IV.1.1). On pourrait d'ailleurs injecter un paquet unique dans le guide, en plaçant sur le trajet du faisceau deux déflecteurs alimentés par le même générateur,

./.

le premier créant une déflexion verticale, le second une déflexion horizontale ; la suppression de l'un des paquets (par exemple le second) serait alors obtenue par un retard convenable de l'impulsion de commande du deuxième déflecteur. Il subsisterait alors le premier paquet, dont la largeur, mesurée à l'aide d'un oscilloscope à échantillonnage 4000 MHz, peut être évaluée à 200 ps à mi-hauteur (photo 27).

A l'aide de ce dispositif d'injection, nous avons pu étudier l'amplitude du champ rayonné par un paquet dans notre modèle d'accélérateur, pour différentes vitesses d'injection du paquet, se situant autour de la vitesse de phase $v_{2\pi/3}$ du mode $2\pi/3$ du guide accélérateur. Le dispositif de mesure est résumé par la figure 28. Les résultats obtenus confirment les prévisions théoriques et permettent de dégager les caractères généraux du rayonnement d'un paquet dans un guide à iris.

2.1 - Rayonnement d'un paquet sur le mode $2\pi/3$

Dans le cas où $v_e = v_{2\pi/3}$, nous avons comparé les résultats expérimentaux du rayonnement théorique calculé à l'aide de l'UNIVAC 1108, en utilisant la méthode de la décomposition en modes propres⁽⁸⁾.

2.1.1 - Rayonnement à la sortie du guide

Le rayonnement observé est représenté sur la photo 29. On peut constater que :

- le rayonnement du paquet à l'extrémité du guide commence au moment du passage du paquet à cette extrémité.

- la durée du rayonnement est sensiblement égale au temps de remplissage $\tau_{2\pi/3} = 310$ ns du guide pour le mode $2\pi/3$.

- les oscillations d'amplitude font apparaître deux fréquences : une fréquence assez élevée (petites oscillations) correspondant à $f_{2\pi/3} - f_0$ et une fréquence plus basse (grandes oscillations) correspondant sensiblement à $f_\pi - f_{2\pi/3}$.

- le rayonnement se réfléchit sur les plans de court-circuit terminaux du guide. Au bout d'un temps sensiblement égal à $2\tau_{2\pi/3}$, on voit réapparaître le rayonnement du paquet, considérablement atténué et déformé par la propagation (photo 30)

Le rayonnement théorique (figure 31) a d'autre part été calculé par J. Marcou, en négligeant les pertes par effet Joule et en prenant une courbe de dispersion représentant à 5% près la courbe de dispersion réelle du guide. Lorsqu'on ne tient pas compte des modes évanescents

./.

on obtient la courbe a. L'influence des modes évanescents se traduit par un renforcement des oscillations d'amplitude, la forme générale du rayonnement n'étant pas changée (courbe b). En comparant la photo 29 et la courbe b de la figure 31, on constate que le rayonnement expérimentalement observé, concorde de façon très satisfaisante avec le rayonnement théorique, les écarts pouvant être expliqués par les approximations faites dans le calcul théorique (où l'on a négligé les pertes et pris une courbe de dispersion approximative).

Le calcul théorique permet aussi de prévoir l'évolution de la fréquence et de la phase du rayonnement (figure 32) :

La fréquence du rayonnement est bien la fréquence $f_{2\pi/3}$ du mode en synchronisme avec le paquet. La modulation de phase est relativement peu importante pendant la durée du rayonnement (sauf pendant les temps de montée et de descente). Cette modulation de phase présente des oscillations dont la forme introduit encore les fréquences $f_{2\pi/3} - f_0$ et $f_{\pi} - f_{2\pi/3}$.

Pendant les temps de montée et de descente, la modulation de phase est importante et la fréquence du rayonnement n'est pas la fréquence du mode synchrone.

En raison de l'évolution relativement rapide de la phase, il n'a malheureusement pas été possible de vérifier expérimentalement l'évolution théorique de la figure 32.

2.1.2 - Rayonnement à l'entrée du guide

A l'entrée du guide, le rayonnement ne devient important (photo 33) qu'au bout d'un temps égal au temps de remplissage $\tau_{2\pi/3}$, ce qui est normal car le rayonnement du paquet en fin de guide, revient alors à l'entrée du guide, après s'être réfléchi sur le plan de court-circuit terminal. Ce rayonnement arrive à l'entrée du guide notablement déformé et atténué ; il est cependant nettement plus important que le faible signal qui est observé entre l'instant 0 et l'instant $\tau_{2\pi/3}$, signal qui correspond au rayonnement du paquet se propageant dans le guide en sens inverse du paquet. L'observation du champ à l'entrée du guide permet donc de vérifier que le rayonnement du paquet dans le sens direct est nettement plus important que le rayonnement dans le sens rétrograde. Ce phénomène conduit, dans un guide à onde stationnaire, à la propriété suivante, qui peut paraître surprenante a priori :

A l'injection d'un paquet dans un guide accélérateur fonctionnant en ondes stationnaires, les phénomènes transitoires d'amplitude notable apparaissent d'abord à l'extrémité du guide, puis reviennent vers l'entrée, où on les observe avec un retard égal au temps de remplissage du guide.

./. .

On retrouvera toujours cette propriété quelle que soit la forme du faisceau injecté. On remarquera que pour l'étude des phénomènes transitoires à l'injection de HF, c'est évidemment à l'endroit où la HF est injectée que les phénomènes transitoires d'amplitude notable apparaissent d'abord.

Nous nous sommes particulièrement intéressés aux premiers instants du rayonnement à l'entrée du guide, lorsque seules les ondes rétrogrades émises par le paquet, contribuent au rayonnement. La théorie prévoit dans ce cas que les seules fréquences privilégiées dans le spectre du rayonnement sont f_0 et f_π . On peut donc s'attendre à observer des battements à la fréquence $f_\pi - f_0 = 60$ MHz. L'expérience confirme ce résultat : pendant les 60 premières nanosecondes (photo 34) le rayonnement à l'entrée du guide présente des oscillations dont la fréquence moyenne est sensiblement 60 MHz.

2.2 - Etude du rayonnement en fonction de la vitesse du paquet

En faisant varier la vitesse v_e du paquet autour de $v_{2\pi/3}$, nous avons effectué une observation systématique du rayonnement du paquet sur les modes voisins du mode $2\pi/3$.

2.2.1 - Rayonnement à la sortie du guide

On peut constater que la forme du rayonnement évolue notablement avec la vitesse d'injection du paquet (photos 35).

La durée du rayonnement du paquet, qui est sensiblement égale au temps de remplissage relatif au mode synchrone, diminue lorsque la vitesse d'injection augmente, ce qui est normal car au voisinage du mode $2\pi/3$, la vitesse de groupe varie dans le même sens que la vitesse de phase.

Les oscillations d'amplitude sont plus ou moins marquées, selon la vitesse d'injection. Pour le mode $0,700\pi$ ($v_e = 0,276 c$), l'amplitude du rayonnement passe par un maximum pratiquement nul au bout de 210 ns.

On ne peut guère tirer de conclusions sur la fréquence des oscillations d'amplitude car le mode synchrone garde une fréquence voisine de $f_{2\pi/3}$.

2.2.2 - Rayonnement à l'entrée du guide

Les photos 36 représentent le rayonnement observé à l'entrée du guide qui n'est important qu'au bout d'un temps égal au temps de remplissage relatif au mode synchrone. Le rayonnement pendant les premiers

./.

instants (photos 37) fait toujours apparaître, au cours des 60 premières nanosecondes, des oscillations d'amplitude à la fréquence $f_{\pi} - f_0$.

3 - RAYONNEMENT CREE PAR UNE ETINCELLE DE COURANT -

Nous avons cherché à simuler expérimentalement, l'apparition d'une étincelle de courant en un point. Pour cela, il faut obtenir qu'un courant apparaisse pendant un temps très court sur une portion très petite ($z, z+dz$) de l'axe du guide. Cela n'est malheureusement pas réalisable en un point quelconque de l'axe. Toutefois à l'une des extrémités du guide, au milieu du plan de court-circuit, on peut placer une antenne de courte longueur et y induire un courant, à l'aide d'un générateur d'impulsions extérieur. Le courant dans l'antenne n'est pas celui d'une étincelle de courant, car il varie le long de l'antenne et dépend du temps ; cependant si la longueur de l'antenne est petite (quelques millimètres) et si l'impulsion de commande est très courte (2 ns) on obtient une perturbation de courant sur l'axe, bien localisée et de faible durée. Le rayonnement créé par cette perturbation de courant de faible durée aura sensiblement la même forme (à un facteur près) que le rayonnement créé par une étincelle de courant, pour les raisons invoquées au § IV.1.1.

Nous avons donc observé le rayonnement d'une étincelle de courant en utilisant le montage de la figure 38. Pour des raisons d'ordre technologiques nous avons placé l'antenne dans le plan de court-circuit de sortie du guide, plus facilement accessible. Le rayonnement peut être observé :

- dans le plan d'excitation à l'aide d'une autre antenne placée sur ce plan

- aux deux tiers de la longueur du guide, à l'aide d'une boucle, faiblement couplée

- à l'extrémité du guide opposée, à l'aide de la boucle qui normalement servait à injecter une onde UHF dans la structure. Cette boucle est malheureusement très fortement couplée et son couplage est maximal pour le mode $2\pi/3$.

Nous avons comparé le rayonnement observé au rayonnement théorique calculé à l'aide de l'UNIVAC 1108, en utilisant la décomposition en modes propres (y compris les modes évanescents). Pour ce calcul, les pertes par effet Joule ont été négligées et la forme de la courbe de dispersion utilisée vérifiée, à 5% près la courbe de dispersion réelle du guide.

./.

3.1 - Rayonnement dans le plan de l'excitation

A l'aide d'un oscilloscope à échantillonnage, on a pu observer le rayonnement dans le plan d'excitation (photo 39). Celui-ci est conforme aux prévisions théoriques (figure 40). On notera que :

Les oscillations d'amplitude ont une période de 16 ns, ce qui correspond sensiblement à l'inverse de la bande passante $f_{\pi} - f_0$. Cela était prévisible car les fréquences f_0 et f_{π} sont privilégiées dans le rayonnement d'une étincelle de courant.

La forme de l'amplitude du rayonnement rappelle la fonction $J_0(\Delta\omega t)$ qui est obtenue dans le cas du guide à iris idéal introduit au § III.1.1.3.

Les premiers instants du rayonnement (photo 41) montrent qu'au début (pendant les deux premières nanosecondes) l'oscillation n'est pas sinusoïdale. Cela est vraisemblablement dû au courant complexe qui s'établit dans l'antenne pendant la durée de la perturbation de courant. Ce phénomène disparaît ensuite.

3.2 - Rayonnement à l'extrémité du guide

La photo 42 représente les rayonnements que l'on peut observer après détection, au niveau de l'excitation et à l'extrémité du guide. La comparaison des photos 39 et 42 fait apparaître les déformations apportées par le système de détection. La photo 42 fait apparaître un retard sensiblement égal à 200 ns entre l'excitation et l'apparition du rayonnement à l'extrémité du guide. Ce retard correspond au temps de remplissage $\tau_{\pi/3}$ du guide relatif au mode $\pi/3$ qui a la plus grande vitesse de groupe.

En détection linéaire (oscilloscope à échantillonnage) le rayonnement à l'extrémité du guide (photo 43) correspond sensiblement aux prévisions théoriques (figure 44) pour les trois premiers maxima d'amplitude et s'en écarte pour le quatrième. Le premier maximum apparaît au bout du temps $\tau_{\pi/3}$; le quatrième maximum, qui apparaît au bout d'un temps sensiblement égal à $\tau_{2\pi/3}$ a une amplitude plus grande que celle qui est prévue par la théorie. Cela n'a rien d'étonnant car la boucle d'observation est fortement couplée pour le mode $2\pi/3$. L'écart à la théorie résulte donc des conditions expérimentales de mesure.

3.3 - Rayonnement observé au 2/3 de la longueur du guide

Pour les quatre premiers maxima d'amplitude, le rayonnement (photo 43 b) a la forme du rayonnement théorique de la figure 44. Ensuite la forme du rayonnement peut être expliquée par les réflexions successives sur les plans de court-circuit terminaux.

Chapitre IV

RAYONNEMENT CREE PAR DES IMPULSIONS DE COURANT FORMEES PAR UN GRAND NOMBRE DE PAQUETS

1 - GENERALITES -

Le faisceau d'électrons est constitué d'une suite d'impulsions comportant chacune N paquets. Ces paquets peuvent avoir des charges identiques (impulsions rectangulaires) ou non (courant de forme quelconque). Ils peuvent être très fins, ou, au contraire avoir une forte étendue en phase. Par des sommations ou des intégrations, on pourra déduire le rayonnement créé par un faisceau quelconque, du rayonnement créé par un seul paquet très fin ; le champ rayonné par un seul paquet, analysé au chapitre précédent permet donc en principe de prévoir le régime transitoire à l'injection d'un faisceau quelconque dans un accélérateur.

Les conclusions du chapitre III permettent d'écrire que le champ électrique longitudinal rayonné sur l'axe par un paquet infiniment fin de charge unité entrant à l'instant 0 dans le guide a une expression de la forme (en notation complexe) :

$$G(t,z) = g(t,z) e^{j\varphi(t,z)} e^{j\omega_e t} = \chi(t,z) e^{j\omega_e t}$$

ω_e est la pulsation du mode synchrone

$g(t,z)$ est l'amplitude du rayonnement observé au point d'abscisse z

$\varphi(t,z)$ est la phase de ce rayonnement

$\chi(t,z)$ est l'amplitude complexe de ce rayonnement

Les fonctions g , φ et χ peuvent être calculées, à partir des caractéristiques du guide, par la méthode de la décomposition en modes propres. Elles contiennent toutes les informations (durée du rayonnement, retards, déformations dues à la dispersion, réflexions sur les plans de court-circuit etc.) relatives au rayonnement d'un paquet et en particulier $g(t,z) = \chi(t,z) = 0$ si $t \leq z/c$ car le paquet et les signaux que celui-ci rayonne ne peuvent se déplacer à une vitesse supérieure à c .

Le rayonnement $G(t,z)$ que l'on observera en un point d'abscisse z a un spectre de fréquence situé dans la bande passante (f_{π} , f_0) du mode TM_{01} , et légèrement à l'extérieur, en raison de l'influence des modes évanescents proches des modes 0 et π . Or, la bande passante

. / .

relative $(f_{\pi} - f_0)/f_e$ est étroite (de l'ordre de quelques 10^{-2}) dans le cas des guides à iris usuels ; il en résulte que l'évolution de l'amplitude $g(t, z)$ et de la phase $\varphi(t, z)$ est assez lente ; en d'autres termes, g , φ et χ varient peu pendant la durée $T_e = 2\pi/\omega_e$ d'une période de rayonnement, ce qui s'exprime mathématiquement par :

$$\begin{aligned} |g(t+T_e, z) - g(t, z)| &\ll |g(t, z)| & \text{ou} & \left| \frac{T_e}{g} \frac{\partial g}{\partial t} \right| \ll 1 \\ |\varphi(t+T_e, z) - \varphi(t, z)| &\ll 2\pi & \text{ou} & \left| \frac{T_e}{2\pi} \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right| \ll 1 \\ |\chi(t+T_e, z) - \chi(t, z)| &\ll |\chi(t, z)| & \text{ou} & \left| \frac{T_e}{\chi} \frac{\partial \chi}{\partial t} \right| \ll 1 \end{aligned}$$

1.1 - Rayonnement créé par un paquet court de forme quelconque

Au chapitre III, nous avons supposé que le paquet de charges traversant le guide accélérateur était infiniment fin. Nous envisageons maintenant le cas où le paquet s'étend entre les instants $\theta = -\Delta\theta/2$ et $\theta = +\Delta\theta/2$, la durée $\Delta\theta$ du paquet étant toutefois suffisamment petite pour que g , φ et χ varient peu pendant un temps égal à $\Delta\theta$. Pratiquement cela signifie que $\Delta\theta$ est au plus égal à quelques périodes T_e du rayonnement.

La répartition des charges dans le paquet est déterminée par l'intensité instantanée $I(\theta)$ et la charge totale q du paquet est

$$q = \int_{-\Delta\theta/2}^{+\Delta\theta/2} I(\theta) d\theta$$

Pour un paquet infiniment fin de charge unité, le rayonnement s'exprimait par la fonction $G(t, z)$. Dans le cas d'une répartition $I(\theta)$, le rayonnement s'exprimera par une nouvelle fonction $G_1(t, z)$ que nous cherchons à déterminer. Si l'on suppose que les particules du paquet définies par $\theta = 0$ entrent à l'instant 0 dans le guide, le rayonnement d'un paquet court de forme quelconque s'exprimera par

$$G_1(t, z) = \int_{-\Delta\theta/2}^{+\Delta\theta/2} G(t-\theta, z) I(\theta) d\theta = \int_{-\Delta\theta/2}^{+\Delta\theta/2} \chi(t-\theta, z) e^{j\omega_e(t-\theta)} I(\theta) d\theta$$

et puisque χ varie très peu pendant l'intervalle $\Delta\theta$, on aura pratiquement

$$G_1(t, z) = G(t, z) \int_{-\Delta\theta/2}^{+\Delta\theta/2} e^{-j\omega_e\theta} I(\theta) d\theta = \rho_1 e^{j\varphi_1} G(t, z)$$

./.

où ρ_1 et $\omega_e \varphi_1$ sont les module et argument de l'intégrale

$$\int_{-\Delta\theta/2}^{+\Delta\theta/2} e^{-j\omega_e \theta} I(\theta) d\theta$$

Ainsi, le rayonnement créé par un paquet court de forme quelconque est le même que celui qui est créé par un paquet infiniment fin de charge unité, au facteur multiplicatif ρ_1 près pour l'amplitude, et à la constante additive φ_1 près pour la phase.

Ce résultat est particulièrement intéressant pour la partie expérimentale de notre travail, car il montre que la forme du rayonnement est indépendante de la largeur des paquets lorsque ceux-ci sont courts.

Les constantes ρ_1 et φ_1 dépendent de la forme du paquet. Leur calcul est aisé, à partir de l'intégrale qui les définit. Nous envisagerons quelques cas particuliers:

* répartition symétrique des charges dans le paquet

$I(\theta)$ est alors une fonction paire et l'on a

$$\varphi_1 = 0$$

$$\rho_1 = \int_{-\Delta\theta/2}^{+\Delta\theta/2} \cos \omega_e \theta I(\theta) d\theta$$

* répartition rectangulaire des charges dans le paquet

$I(\theta)$ est constant et égal à $q/\Delta\theta$ dans l'intervalle $(-\theta/2, +\theta/2)$ et nulle à l'extérieur. On a alors

$$\varphi_1 = 0$$

$$\rho_1 = q \frac{\sin \omega_e \Delta\theta/2}{\omega_e \Delta\theta/2} = q \frac{\sin \Delta\phi/2}{\Delta\phi/2}$$

ρ_1 s'annule pour $\Delta\phi = 2k\pi$ ($k \neq 0$) et est maximal et égal à q pour $\Delta\phi = 0$ (paquet infiniment fin de charge q). Pour $\Delta\phi = \pi$, ρ_1 est égal à $0,636 q$ et pour $\Delta\phi = \pi/2$, ρ_1 est égal à $0,90 q$.

./.

* cas d'un paquet double (deux paquets rapprochés)

Le courant est constitué de deux paquets très fins, identiques, de charge $q/2$, séparés par le temps $\Delta \theta$ (l'un est placé à $-\Delta \theta/2$ et l'autre à $+\Delta \theta/2$). On a alors

$$\varphi_1 = 0$$

$$p_1 = q \cos \frac{\omega_e \Delta \theta}{2}$$

Le rayonnement est nul pour $\Delta \theta = \frac{T_e}{2}, \frac{3T_e}{2}, \frac{5T_e}{2}$ et maximal pour $\Delta \theta = 0, T_e, 2T_e \dots$

Dans la suite de l'exposé, nous supposerons que le paquet est infiniment fin. Lorsque cela n'est pas vérifié, les calculs précédents indiquent comment il faut modifier la fonction G décrivant le rayonnement du paquet.

1.2 - Rayonnement créé par une impulsion de courant comportant un grand nombre de paquets

La fréquence de fonctionnement d'un accélérateur est choisie de façon à obtenir le synchronisme entre les paquets et l'onde TM_{01} injectée dans le guide. Cette fréquence est donc la fréquence f_e du mode synchrone. Pour que tous les paquets du faisceau soient convenablement accélérés, la fréquence de répétition (ou de défilement) de ces paquets doit également être f_e (ou éventuellement un sous multiple de f_e). Par conséquent, la fréquence de répétition des paquets est égale à la fréquence principale du rayonnement d'un seul paquet (le cas où cette fréquence est un sous multiple de f_e , conduirait à des résultats analogues à ceux que nous allons indiquer).

Considérons alors un faisceau constitué d'impulsions comportant N paquets de charges a priori inégales. Le premier paquet porte la charge q_1 et entre dans le guide à l'instant 0 ; il produit au point d'abscisse z , un rayonnement d'amplitude complexe $q_1 \chi(t, z)$. Le $j^{\text{ième}}$ paquet du faisceau porte la charge q_j et entre dans le guide à l'instant $(j-1)T_e$; il produit un rayonnement d'amplitude complexe $q_j \chi[t-(j-1)T_e, z]$. Pour connaître l'amplitude complexe $E_N(t, z)$ du rayonnement total du faisceau, nous aurons à calculer la somme :

$$E_N(t, z) = \sum_{j=1}^N q_j \chi[t-(j-1)T_e, z] \quad (\text{IV.1})$$

Lorsque le nombre de paquets est grand, cette sommation pourra être transformée en intégration, si toutefois la charge q_j des paquets varie lentement d'un paquet à l'autre.

./.

1.2.1 - Impulsion rectangulaire comportant N paquets de charge q

La largeur de l'impulsion est alors $N T_e$ et l'intensité est $i_0 = q/T_e$. La sommation peut être transformée en intégration, en utilisant la formule des accroissements finis. En effet :

$$E_N(t, z) - E_N(t - T_e, z) = q [\gamma(t, z) - \gamma(t - N T_e, z)] = T_e \frac{\partial E_N(t, z)}{\partial t}$$

$$E_N(t, z) = i_0 \left[\int_0^t \gamma(t, z) dt - \int_0^{t - N T_e} \gamma(t, z) dt \right] \quad (\text{IV.2})$$

1.2.2 - Marche unité de courant

Si la durée $N T_e$ de l'impulsion rectangulaire tend vers l'infini, l'instant d'observation t restant fini, $t - N T_e$ est négatif et la seconde intégrale de l'expression précédente est nulle (car $\gamma = 0$ lorsque $t < 0$). L'amplitude complexe $E_\infty(t, z)$ créée par une marche unité d'intensité i_0 s'exprime alors simplement sous la forme :

$$E_\infty(t, z) = i_0 \int_0^t \gamma(t, z) dt \quad (\text{IV.3})$$

Ainsi, l'intégrale par rapport au temps de l'amplitude complexe du rayonnement d'un paquet représente l'amplitude complexe du rayonnement d'une marche unité de courant.

Notons enfin que le rayonnement créé par une impulsion rectangulaire d'intensité i_0 et de largeur $N T_e$, se déduit du rayonnement d'une marche unité d'intensité i_0 par la formule :

$$E_N(t, z) = E_\infty(t, z) - E_\infty(t - N T_e, z) \quad (\text{IV.4})$$

1.2.3 - Rayonnement en régime permanent

Lorsque le faisceau injecté a la forme d'une marche unité, un régime permanent de rayonnement est atteint au bout d'un temps très long ; l'amplitude complexe du rayonnement en régime permanent est alors

$$E_\infty(\infty, z) = i_0 \int_0^\infty \gamma(t, z) dt \quad (\text{IV.5})$$

./.

L'amplitude $E_{\infty}(\infty, z)$ du champ électrique rayonné sur l'axe peut également se calculer directement, par des considérations purement énergétiques (§ I.2.1).

1.2.4 - Rayonnement créé par un courant de forme $i(t_0)$ quelconque

Le courant $i(t_0)$ peut être considéré (figure 45) comme la superposition de N marche-unités élémentaires de courant, décalées de $dt_0 = T_e$ et d'amplitude $d i(t_0)$. La contribution du rayonnement d'une marche unité élémentaire, repérée par l'instant t_0 , est alors :

$$dE(t, z) = E_{\infty}(t - t_0, z) d i(t_0)$$

Le rayonnement créé par l'impulsion de courant $i(t_0)$ s'obtient par intégration, entre $t_0 = 0$ et $t_0 = N T_e$, t_0 étant la variable d'intégration. En intégrant par parties et en tenant compte de $i(0) = i(N T_e) = 0$, on obtient :

$$E(t, z) = \int_0^{N T_e} i(t_0) \chi(t - t_0, z) dt_0 \quad (\text{IV-6})$$

1.3 - Aspect général du rayonnement d'un faisceau

1.3.1 - Durée du rayonnement

La durée totale du rayonnement créé par une impulsion de courant est égale à la largeur de l'impulsion $N T_e$, augmentée de la durée Υ du rayonnement d'un paquet. Cette durée Υ est égale au temps de remplissage (Υ_c dans le cas d'une cavité, Υ_z dans le cas d'un guide).

Dans un guide fonctionnant en ondes progressives, la durée du rayonnement créé par une impulsion de largeur $N T_e$ et observé au point d'abscisse z , est sensiblement égale à $N T_e + \Upsilon_z$. La durée du rayonnement dépend donc du point d'observation. Elle est minimale et égale à $N T_e$ à l'entrée du guide ($z = 0$, $\Upsilon_z = 0$) et maximale à la sortie ($z = L$, $\Upsilon_z = \Upsilon_L$) où elle a pour valeur $N T_e + \Upsilon_L$.

Dans un guide fonctionnant en ondes stationnaires, la durée du rayonnement créé par une impulsion de courant de largeur $N T_e$, est sensiblement égale à $N T_e + \Upsilon_c$ quel que soit le point d'observation.

./.

1.3.2 - Durée du régime transitoire

Le rayonnement créé par une impulsion rectangulaire se déduit du rayonnement d'un paquet par la formule (IV.2). L'amplitude complexe $\chi(t, z)$ du rayonnement d'un paquet tend rapidement vers 0 au bout d'un temps égal au temps de remplissage τ . Deux cas peuvent alors se présenter, suivant la largeur de l'impulsion :

1°) - La largeur NT_e de l'impulsion est supérieure au temps de remplissage τ

Dans ce cas, on obtient un régime permanent de rayonnement pour $\tau < t < NT_e$, car dans cet intervalle, $E_N(t, z)$ ne dépend pas de t . Le rayonnement du faisceau présente donc trois parties

$t < \tau$ régime transitoire de montée du rayonnement.

$\tau < t < NT_e$ régime permanent de rayonnement.

$NT_e < t < NT_e + \tau$ régime transitoire de descente du rayonnement.

Le régime permanent du rayonnement d'une impulsion de courant de grande largeur apparaît au bout d'un temps égal au temps de remplissage.

2°) - La largeur NT_e de l'impulsion est inférieure au temps de remplissage τ

Dans ce cas, il n'y a pas de régime permanent de rayonnement. Toutefois si $\chi(t, z)$ est réel et de forme rectangulaire, on peut avoir un "pseudo-régime permanent de rayonnement" (cf. § IV.2.2.1).

1.3.3 - Modes et fréquences privilégiés

1°) - Guide fonctionnant en ondes progressives

*Le mode synchrone, qui était déjà privilégié dans le rayonnement d'un paquet, est encore renforcé dans le rayonnement d'un faisceau comportant N paquets, car la fréquence de défilement des paquets est égale à la fréquence f_e du mode synchrone (ou à un sous multiple de f_e). Le rayonnement se propage donc dans le sens du faisceau et l'onde rétrograde rayonnée est d'amplitude faible, comme dans le cas du rayonnement d'un seul paquet.

*En plus de la fréquence f_e , les fréquences f_0 et f_π des extrémités de la bande passante, seront privilégiées, comme dans le cas du rayonnement d'un paquet. Les oscillations d'amplitude et de phase du rayonnement pourront s'interpréter par des battements entre la fréquence synchrone f_e et les fréquences de coupure f_0 et f_π du guide.

./.

*Dans le cas où la courbe de dispersion du guide est symétrique, le rayonnement du faisceau ne comportera pas de modulation de phase, si l'accélérateur fonctionne sur le mode $\pi/2$.

2°) - Guide fonctionnant en ondes stationnaires

Ce sont les mêmes fréquences qui seront privilégiées et le rayonnement s'effectue aussi sur le mode synchrone. Toutefois, en raison des réflexions multiples sur les plans terminaux de court-circuit, il existe une onde rétrograde importante. La présence de ces réflexions fait apparaître deux phénomènes :

*comme dans le cas du rayonnement d'un seul paquet (§ III.2.1.2) dans un accélérateur fonctionnant en ondes stationnaires, les phénomènes transitoires d'amplitude notable apparaissent d'abord à l'extrémité du guide, puis reviennent vers l'entrée, où on les observe avec un retard égal au temps de remplissage τ_L du guide.

*les réflexions successives introduisent des modulations d'amplitude et de phase dont la période est égale à la durée $2\tau_L = 2L/v_g$ d'un aller-retour de l'onde synchrone dans la cavité accélératrice. La fréquence $v_g/2L$ de ces modulations s'interprète également par des battements entre la fréquence de résonance qui a été choisie pour le fonctionnement de l'accélérateur, et les fréquences de résonance immédiatement voisines. En effet, si la cavité comporte N cellules (N grand) et fonctionne sur le mode $p\pi/N$, les modes voisins définis par $\beta h = (p \pm 1)\pi/N$ ont des fréquences de résonance $f_e \pm \Delta f$ telles que

$$\Delta f = \frac{v_g \Delta \beta}{2\pi} = \frac{v_g}{2L}$$

Dans un accélérateur fonctionnant en ondes stationnaires, le rayonnement du faisceau présentera des modulations d'amplitude et de phase provoquées :

- par des battements entre la fréquence de fonctionnement de l'accélérateur et les fréquences de coupure de la bande passante du guide

- par des battements entre la fréquence de fonctionnement et les fréquences de résonance immédiatement voisines.

1.3.4 - "Brouillage" des oscillations d'amplitude et de phase

Le rayonnement d'un faisceau dans un guide à iris (ou dans une cavité) fait intervenir des oscillations d'amplitude et de phase, dont les périodes ont été déterminées aux paragraphes précédents. Toutefois,

./.

l'expérience montre que ces oscillations n'apparaissent pas toujours et il est parfois difficile de les mettre en évidence. En effet, deux phénomènes peuvent conduire au "brouillage" des oscillations d'amplitude et de phase :

1°) - Lorsque le guide accélérateur a une impédance qui dépend de z (par exemple : guide à champ constant). La bande passante du guide évolue le long du guide⁽¹¹⁾ et cela conduit au brouillage des oscillations dues aux battements entre la fréquence synchrone f_e et les fréquences extrêmes f_0 et f_π de la bande, qui dépendent de z .

2°) - Lorsque le temps de montée de l'impulsion de courant est de l'ordre de grandeur de la période des oscillations d'amplitude et de phase. (ou bien s'il est supérieur). On conçoit en effet qu'une variation lente du courant ne saurait produire une évolution rapide du rayonnement.

1.3.5 - Cas d'un guide à dispersion symétrique fonctionnant sur le mode $\pi/2$.

Lorsque la courbe de dispersion est symétrique par rapport au mode $\pi/2$, le rayonnement d'un paquet sur ce mode, ne présente pas de modulation de phase et il en sera de même pour le rayonnement créé par des impulsions de courant de forme quelconque.

Dans la pratique, les guides à iris utilisés dans les accélérateurs ultra-relativistes ont une courbe de dispersion pratiquement symétrique par rapport au mode $\pi/2$. Les phénomènes transitoires à l'injection du faisceau dans ces guides ne présentent pas de modulation de phase si l'accélérateur fonctionne sur le mode $\pi/2$, mais peuvent présenter des modulations de phase importantes si l'accélérateur fonctionne sur un autre mode (par exemple sur le mode $2\pi/3$).

2 - THEORIE SIMPLIFIEE DU RAYONNEMENT, NEGLIGEANT LES EFFETS DE LA DISPERSION DU GUIDE -

La théorie et l'expérience ont montré que dans un guide accélérateur à impédance constante et à faibles pertes, le rayonnement d'un paquet, observé en un point d'abscisse z , avait les caractères suivants :

L'amplitude du rayonnement a la forme d'un rectangle dont la largeur est égale au temps de remplissage τ_z de la portion $(0, z)$ du guide, sur lequel se superposent des oscillations d'amplitude dont l'importance et la forme dépendent des caractéristiques de dispersion du guide.

./.

Les modulations de phase du rayonnement sont assez faibles (sauf pendant la montée et la descente). La fréquence du rayonnement est la fréquence du mode synchrone, c'est-à-dire, finalement, la fréquence de fonctionnement de l'accélérateur.

Nous allons établir une théorie très simplifiée du rayonnement d'un faisceau comportant un grand nombre de paquets. Cette théorie néglige, dans l'expression du rayonnement d'un paquet, les oscillations d'amplitude et de phase liées à la dispersion du guide. Toutefois, l'expérience montre que l'allure générale du rayonnement d'un faisceau est bien représentée par les résultats de cette théorie, et ceci pour plusieurs raisons :

1°) - Les oscillations d'amplitude et de phase sont souvent "brouillées" (cf. § IV.1.3.4).

2°) - Lorsque l'impulsion de courant comporte un grand nombre de paquets, les modulations d'amplitude et de phase sont nettement moins marquées que lorsqu'il ne comporte qu'un seul paquet. En effet, dans le spectre du rayonnement, la fréquence de fonctionnement de l'accélérateur, qui est aussi la fréquence de défilement des paquets, est d'autant plus privilégiée que le nombre de paquets est grand. Par conséquent, plus le nombre de paquets est élevé, moins sont importantes les contributions des fréquences f_0 et f_π responsables des modulations.

2.1 - Description simplifiée du rayonnement d'un paquet de charge unité.

2.1.1 - Dans un guide sans pertes à impédance constante.

En négligeant les oscillations d'amplitude et de phase liées à la bande passante, le rayonnement d'un paquet de charge unité s'effectue à la fréquence de fonctionnement de l'accélérateur, avec une phase constante (que l'on peut prendre nulle) et avec une amplitude $\gamma(t)$ dont la forme simplifiée est celle d'un rectangle (figure 40) dans le cas d'un guide sans pertes à impédance constante:

$$\begin{array}{ll} \text{si } t < z/v_e & \gamma(t) = 0 \\ \text{si } z/v_e \leq t \leq z/v_g & \gamma(t) = F_0 \\ \text{si } t > z/v_g & \gamma(t) = 0 \end{array}$$

F_0 étant une constante que l'on va aisément déterminer.

./.

* Expression de l'amplitude F_0 du rayonnement d'un paquet

Considérons un courant d'intensité i_0 constitué d'une infinité de paquets. L'amplitude $E_\infty(z)$ du rayonnement qu'il crée en régime permanent se déduit aisément du rayonnement d'un seul paquet par la relation IV.5 qui s'écrit simplement ici (en négligeant le temps de transit z/v_e devant le temps de remplissage z/v_g) :

$$E_\infty(z) = F_0 i_0 \frac{z}{v_g}$$

D'autre part, cette amplitude a été calculée au § I.2.1.1 en utilisant des considérations purement énergétiques ; on avait trouvé (formule I.4) :

$$E_\infty(z) = \frac{Z i_0}{2} z \quad (\text{où } Z \text{ est l'impédance série du guide})$$

La comparaison de ces deux résultats donne l'expression de F_0 :

$$F_0 = \frac{Z v_g}{2}$$

* Interprétation de la forme du rayonnement d'un paquet

On peut considérer que le paquet transforme chaque tranche de guide (ou chaque cellule) en sources élémentaires de courte durée, dont les rayonnements dans le sens du déplacement du faisceau sont en phase, se propagent sans déformation (on néglige la dispersion) et sans atténuation (il n'y a pas de pertes). Au point d'abscisse z , on observe d'abord le rayonnement de la tranche dans laquelle se trouve ce point : le rayonnement débute donc à l'instant z/v_e . Les rayonnements provenant des tranches plus éloignées arrivent ensuite ; le dernier rayonnement perçu provient des premières tranches du guide et arrive au point d'observation à l'instant z/v_g . Sur la courbe représentant le rayonnement d'un paquet (figure 46) on peut donc localiser les contributions des diverses tranches (ou cellule) du guide. En l'absence de pertes, et en négligeant la dispersion du guide, ces contributions sont d'égale amplitude et de très courte durée, ce qui explique la forme rectangulaire du rayonnement du paquet.

2.1.2 - Dans un guide à impédance constante présentant des pertes

Les pertes par effet Joule sont décrites par le coefficient d'atténuation α ou par le coefficient de surtension Q_0 lié à α par la relation $2 \alpha v_g = \omega_e / Q_0$. La forme du rayonnement d'un paquet s'interprète

./.

de la même façon que dans le cas précédent, mais il faut maintenant tenir compte des pertes dans les contributions des diverses tranches du guide. La contribution de la tranche d'abscisse z est la même que dans le cas précédent (les pertes n'intervenant pas car l'observation se fait au niveau de la source). Le rayonnement du paquet débute donc à l'instant z/v_e avec une amplitude :

$$F_0 = \frac{Z v_g}{2} = \alpha \pi v_g = \frac{\pi \omega_e}{2 Q_0}$$

où r est l'impédance shunt du guide ($Z = 2 \alpha r$).

Par contre, le rayonnement provenant d'une tranche quelconque d'abscisse z_0 arrive à l'instant $z_0/v_e + (z-z_0)/v_g$ au point d'observation d'abscisse z , en subissant l'atténuation $e^{-\alpha(z-z_0)}$. Par conséquent, l'expression de l'amplitude du rayonnement créé par un paquet de charge unité dans un guide à impédance constante présentant des pertes est :

$$\begin{aligned} t < z/v_e & \rightarrow \gamma(t) = 0 \\ z/v_e \leq t \leq z/v_g & \rightarrow \gamma(t) = \frac{\pi \omega_e}{2 Q_0} e^{-\frac{1}{v_g - v_e} (t - \frac{z}{v_e})} \\ t > z/v_g & \rightarrow \gamma(t) = 0 \end{aligned}$$

En négligeant $1/v_e$ devant $1/v_g$, l'amplitude du rayonnement d'un paquet s'écrit :

$$\begin{aligned} t > z/v_e & \rightarrow \gamma(t) = 0 \\ z/v_e \leq t \leq z/v_g & \rightarrow \gamma(t) = \frac{\pi \omega_e}{2 Q_0} e^{-\alpha v_g (t - \frac{z}{v_e})} = \frac{\pi \omega_e}{2 Q_0} e^{-\frac{\omega_e}{2 Q_0} (t - \frac{z}{v_e})} \\ t > z/v_g & \rightarrow \gamma(t) = 0 \end{aligned}$$

La figure 47 représente cette amplitude. L'atténuation du guide se traduit par une décroissance exponentielle du plateau de rayonnement. A l'instant $t = z/v_g$, l'amplitude du rayonnement au point d'abscisse z prend sensiblement la valeur $(\pi \omega_e / 2 Q_0) e^{-\alpha z}$.

2.1.3 - Dans un guide à champ constant

Dans un tel guide, la diminution du champ accélérateur due aux pertes est compensée par une modification continue de la géométrie des cellules qui permet de maintenir le champ constant sur l'axe

du guide. Il en résulte que les rayonnements provenant des diverses tranches du guide ne seront pas atténués et, par conséquent, la courbe représentant l'amplitude du rayonnement d'un paquet aura une forme rectangulaire, comme dans le cas des guides sans pertes. Une étude plus détaillée du rayonnement dans un guide à champ constant est effectuée dans la référence (11), à l'occasion de la description des phénomènes transitoires intervenant à l'injection du faisceau dans l'accélérateur linéaire 45 MeV de Saclay.

2.1.4 - Dans une section à impédance constante fonctionnant en ondes stationnaires

La présence des plans de court-circuit aux extrémités du guide rend difficile l'établissement d'une théorie du rayonnement d'un paquet dans une section fonctionnant en ondes stationnaires. On peut toutefois considérer qu'au début, c'est le rayonnement du § IV.2.1.2 qui s'établit dans le guide. Ce rayonnement subit ensuite de multiples réflexions sur les extrémités de la section, sans toutefois être déformé (car on néglige la dispersion) mais en étant notablement atténué, en raison des pertes. Il existe en fait deux types de pertes :

- Les pertes par effet Joule dans le guide, caractérisées par les coefficients α , Q_0 , r .

- Les pertes par rayonnement vers le circuit d'alimentation en UHF de la cavité (cf. § I. 2.1.2)

Dans le cas où la géométrie de couplage circuit d'alimentation-cavité correspond au couplage critique, les pertes par effet Joule dans la cavité sont égales aux pertes par rayonnement vers le circuit d'alimentation ; si cette géométrie de couplage est placée dans le plan d'entrée de la cavité, le coefficient de réflexion du champ sur ce plan est $e^{-2\alpha L}$ (cf. § I.2.1.2). En tenant compte des réflexions multiples, on peut ainsi calculer, à partir du rayonnement dans une section fonctionnant en ondes progressives, les champs direct $\gamma^D(t,z)$ et rétrograde $\gamma^R(t,z)$ rayonnés lors du passage d'un paquet de charge unité à travers une section fonctionnant en ondes stationnaires. Ce calcul est très simple dans le cas où le point d'observation se situe aux extrémités du guide.

* Amplitude du rayonnement à la sortie du guide ($z = L$)

En négligeant le temps de transit L/v_e devant γ_L ainsi que les variations d'amplitude et de phase liées à la dispersion du guide, le champ rayonné s'exprime sous la forme (K est un nombre entier qui prend successivement les valeurs 0, 1, 2, 3 ∞) :

. / .

$$\left[\begin{array}{ll} 2K \leq \frac{t}{\tau_L} \leq 2K+1 & \rightarrow \gamma^D(t, L) = \gamma^R(t, L) = \frac{\pi \omega_e}{2 Q_0} e^{-4KdL} e^{-dL(\frac{t}{\tau_L} - 2K)} \\ (2K+1) < \frac{t}{\tau_L} < 2K+2 & \rightarrow \gamma^D(t, L) = \gamma^R(t, L) = 0 \end{array} \right.$$

Le champ total à l'extrémité de la section est $\gamma^D(t, L) + \gamma^R(t, L) = 2\gamma^D(t, L)$

* Amplitude du rayonnement à l'entrée du guide

$$\left[\begin{array}{ll} 2K < \frac{t}{\tau_L} < 2K+1 & \rightarrow \gamma^D(t, 0) = \gamma^R(t, 0) = 0 \\ 2K+1 \leq \frac{t}{\tau_L} \leq 2K+2 & \rightarrow \gamma^D(t, 0) = e^{-2dL} \gamma^R(t, 0) = \frac{\pi \omega_e}{2 Q_0} e^{-dL(4K+3)} e^{-dL(\frac{t}{\tau_L} - 2K - 1)} \end{array} \right.$$

Le champ total au voisinage de l'entrée du guide est $\gamma^D(t, 0) + \gamma^R(t, 0) = (1 + e^{-2dL}) \gamma^D(t, 0)$

* Aspect du rayonnement

Les figures 48 et 49 représentent l'évolution de l'amplitude du rayonnement observée respectivement à la sortie et à l'entrée, calculée avec les paramètres de notre section accélératrice. La figure 50 montre comment se ferait l'évolution de $\gamma^D(t, L)$ si la cavité était supraconductrice. On remarquera que les réflexions successives introduisent une décroissance globale exponentielle du rayonnement (points $a_0, a_1 \dots a_k, \dots$ et points $b_0, b_1 \dots b_k \dots$) avec une constante de temps Q_0/ω_e , alors que sur le plateau du rayonnement d'un paquet dans un guide, la constante de temps est $2Q_0/\omega_e$; cela est dû aux pertes par rayonnement qui conduisent à un coefficient de surtension en charge égal à la moitié du coefficient de surtension à vide. On remarquera également que ces réflexions font apparaître une certaine périodicité dans le rayonnement du paquet. La période $2L/v_g = 2\tau_L$ introduite est égale au temps mis par la HF pour effectuer un aller retour à la vitesse de groupe dans le guide. La fréquence correspondante $\omega_g/2L$ est, comme nous l'avons montré (§ IV.I.3.3) égale à l'écart de fréquence qui sépare le mode de fonctionnement des modes de résonance de la cavité immédiatement voisins.

2.2 - Description simplifiée du rayonnement créé par une impulsion rectangulaire de courant, comportant un grand nombre de paquets

Les formules IV.2, 3, 4, 5 permettent de calculer le rayonnement créé par une impulsion de courant de forme quelconque à partir du rayonnement créé par un paquet. Nous effectuerons ce calcul en utilisant les

./.

expressions simplifiées du rayonnement d'un paquet (cf. § IV. 2.1) et en négligeant le temps de transit z/v_e des particules. Nous étudierons ainsi le rayonnement créé par une impulsion de courant comportant N paquets (la largeur de l'impulsion est alors $N T_e$) et par une marche-unité de courant ($N T_e \rightarrow \infty$). Le champ électrique longitudinal $E_N(t, z)$ rayonné par une impulsion de largeur $N T_e$ et d'intensité i_0 se déduit d'ailleurs du champ rayonné $E_\infty(t, z)$ par une marche-unité d'intensité i_0 à l'aide de la formule :

$$E_N(t, z) = E_\infty(t, z) - E_\infty(t - N T_e, z)$$

qui indique simplement que le rayonnement de l'impulsion de largeur $N T_e$ est la différence entre les rayonnements de deux marche-unités décalées de $N T_e$.

2.2.1 - Rayonnement dans un guide sans pertes à impédance constante fonctionnant en ondes progressives

a) - Amplitude du rayonnement au point d'abscisse z

* marche unité de courant d'intensité i_0

L'intégration du rayonnement du paquet (cf. § IV 2.1.1) par rapport au temps conduit à :

$$\left[\begin{array}{ll} 0 < t < z/v_g = \tau_z & \rightarrow E_\infty(t, z) = i_0 \frac{z v_g}{2} t \\ t > z/v_g = \tau_z & \rightarrow E_\infty(t, z) = i_0 \frac{z}{2} \tau_z \end{array} \right.$$

La figure 51 représente l'évolution de l'amplitude de ce rayonnement en fonction du temps.

* impulsion de courant dont la largeur $N T_e$ est inférieure au temps de remplissage τ_z de la portion $(0, z)$ du guide

Dans ce cas, l'amplitude a la forme d'un trapèze (figure 52). Entre les instants $N T_0$ et τ_z , cette amplitude reste constante et égale à $i_0 z v_g N T_e / 2$, réalisant ainsi un régime pseudo-permanent (ce n'est pas un vrai régime permanent, car ce plateau de rayonnement n'existe en fait que dans le cas des guides sans pertes, alors que le vrai régime permanent qui ne peut être obtenu que si $N T_e > \tau_z$, existe en fait dans tous les guides).

./.

*impulsion de courant dont la largeur NT_e est égale au temps de remplissage τ_z

L'amplitude du rayonnement a alors la forme triangulaire de la figure 53.

*impulsion de courant dont la largeur NT_e est supérieure au temps de remplissage τ_z

L'amplitude du rayonnement a de nouveau la forme d'un trapèze (figure 54). Le plateau qui s'étend entre les instant τ_z et NT_e , correspond au régime permanent de rayonnement.

b) - Evolution du rayonnement le long du guide

En utilisant les coordonnées réduites :

- position du point d'observation $\frac{z}{L}$
- temps $\frac{t}{\tau_L}$ normalisé au temps de remplissage de la section
- amplitude du champ rayonné $E_N(t,z)/E_\infty(\infty, L)$ normalisé au champ rayonné en régime permanent à l'extrémité du guide.

On peut tracer des diagrammes représentant l'évolution du rayonnement le long du guide dans les cas suivants :

• impulsions longues. $NT_e > \tau_L = L/v_g$ (figure 55). Le rayonnement est toujours en forme de trapèze, avec un plateau dont l'amplitude croît et la largeur décroît lorsqu'on s'éloigne de l'entrée du guide.

• impulsions courtes. $NT_e < \tau_L = L/v_g$ (figure 56). Il existe un point pour lequel $NT_e = \tau_z$. En ce point, la forme du rayonnement est triangulaire.

• cas intermédiaire. $NT_e = \tau_L = L/v_g$ (figure 54). Le point du guide où l'impulsion a la forme triangulaire coïncide alors avec l'extrémité du guide.

Sur ces trois diagrammes, on a représenté en trait fort la partie des courbes qui coïncide avec le passage du faisceau (durée NT_e). On remarquera que dans tous les cas, la pente des courbes $E_N(t,z)$ est la même au cours de la montée du rayonnement. On a toujours en effet :

$$\frac{\partial E_N(t,z)}{\partial t} = \frac{Z v_g}{2} i_0 \quad \text{au cours de la montée.}$$

./.

c) - Evolution du rayonnement en fonction de largeur de l'impulsion de courant

Avec les coordonnées réduites NT_e/τ_z , t/τ_z et $E_N(t,z)/E_\infty(\omega,z)$ nous avons représenté sur le diagramme de la figure 58 l'évolution du rayonnement en un point d'abscisse z , lorsqu'on fait varier la durée de l'impulsion de courant NT_e .

2.2.2 - Rayonnement dans un guide à impédance constante présentant des pertes et fonctionnant en ondes progressives

Les pertes modifient la forme trapézoïdale du rayonnement du faisceau, mais l'aspect général (durée, temps de montée et de descente) reste le même.

* marche unité de courant d'intensité i_0

$$\left[\begin{array}{ll} 0 < t < z/v_g = \tau_z & \rightarrow E_\infty(t,z) = r i_0 (1 - e^{-\frac{\omega_0}{2Q_0} t}) \\ t > z/v_g = \tau_z & \rightarrow E_\infty(t,z) = r i_0 (1 - e^{-d z}) \end{array} \right.$$

On retrouve pour ($t > z/v_g$), le niveau de régime permanent déjà calculé au § I.2.1.1.

* impulsion dont la largeur NT_e est inférieure au temps de remplissage τ_z

Dans ce cas, l'amplitude est représentée sur la figure 59. Le régime pseudo-périodique qui existait entre les instants NT_e et τ_z pour le guide sans pertes, est maintenant remplacé par un plateau décroissant.

* impulsion dont la largeur NT_e est égale au temps de remplissage τ_z

L'amplitude a alors l'allure d'un triangle déformé (figure 60).

* impulsion dont la largeur NT_e est supérieure au temps de remplissage τ_z

Le rayonnement (figure 61) présente alors un régime permanent d'amplitude $r i_0 (1 - e^{-\alpha z})$ entre les instants τ_z et NT_e .

./.

2.2.3 - Rayonnement dans une section à impédance constante fonctionnant en ondes stationnaires

Nous donnerons uniquement les expressions des amplitudes des champs direct E_N^D et rétrograde E_N^R rayonnés à l'entrée et à la sortie du guide. Selon la largeur des impulsions de courant, le rayonnement prend des aspects très différents. Nous aurons à considérer le domaine des impulsions longues ($NT_e > \zeta_c$ = temps de remplissage de la cavité), le domaine des impulsions courtes ($NT_e < \zeta_L$) et enfin le domaine des impulsions moyennes ($\zeta_L < NT_e < \zeta_c$).

a) - Rayonnement créé par une impulsion très longue (marche-unité)

* à la sortie du guide

$$\left[\begin{aligned} 2K\zeta_L < t < (2K+1)\zeta_L &\rightarrow E_\infty^D(t,L) = E_\infty^R(t,L) = \pi i_0 \left[\frac{(1-e^{-dL})(1-e^{-4KdL})}{1-e^{-4dL}} + e^{-4KdL} \left[1 - e^{-dL \left(\frac{t}{\zeta_L} - 2K \right)} \right] \right] \\ (2K+1)\zeta_L < t < (2K+2)\zeta_L &\rightarrow E_\infty^D(t,L) = E_\infty^R(t,L) = \pi i_0 \frac{(1-e^{-dL})[1-e^{-4(K+1)dL}]}{1-e^{-4dL}} \end{aligned} \right]$$

Le champ total à l'extrémité de la section est:
 $E_\infty^D(t,L) + E_\infty^R(t,L) = 2 E_\infty^D(t,L)$. Au bout d'un temps infini, on retrouve l'expression du rayonnement en régime permanent calculée au § I. 2.1.2 à partir de considérations énergétiques

$$E_\infty^D(\infty, L) = \pi i_0 \frac{1-e^{-dL}}{1-e^{-4dL}}$$

Pour les instants $t_k = 2K\zeta_L$, le champ direct rayonné a pour expression :

$$E_\infty^D(t_k, L) = E_\infty^D(\infty, L) \cdot \left[1 - e^{-\frac{\omega_e}{Q_0} t_k} \right]$$

La montée du champ rayonnée s'effectue donc globalement avec la constante de temps classique :

$$\frac{Q_0}{\omega_e} = \frac{2 Q_{\text{en charge}}}{\omega_e}$$

La figure 62 représente le rayonnement $E_\infty^D(t,L)$ créé à la sortie par une marche-unité de courant, et calculé avec les paramètres de notre

./.

section accélératrice. La figure 63 représente ce rayonnement dans le cas où la cavité serait supraconductrice.

* à l'entrée du guide

$$\left[\begin{aligned} 2K\gamma_L(t) < (2K+1)\gamma_L &\rightarrow E_{\infty}^D(t,0) = e^{-2dL} E_{\infty}^R(t,0) = \kappa i_0 \frac{(1 - e^{-dL})(1 - e^{-4KdL}) e^{-3dL}}{1 - e^{-4dL}} \\ (2K+1)\gamma_L < t < (2K+2)\gamma_L &\rightarrow E_{\infty}^D(t,0) = e^{-2dL} E_{\infty}^R(t,0) = \kappa i_0 e^{-3dL} \left[\frac{(1 - e^{-3dL})(1 - e^{-4KdL})}{1 - e^{-4dL}} + e^{-4KdL} \left[1 - e^{-dL\left(\frac{t}{\gamma_L} - 2K - 1\right)} \right] \right] \end{aligned} \right]$$

Le champ total au voisinage de l'entrée de la section est :

$$E_{\infty}^T(t,0) = E_{\infty}^D(t,0) + E_{\infty}^R(t,0) = (1 + e^{2dL}) E_{\infty}^D(t,0)$$

Au bout d'un temps infini, on retrouve l'expression du champ direct rayonné en régime permanent et calculé au § I.2.1.2 à partir de considérations purement énergétiques :

$$E_{\infty}^D(\infty,0) = \kappa i_0 \frac{e^{-3dL}(1 - e^{-dL})}{1 - e^{-4dL}}$$

Pour les instants $t_K = 2K\gamma_L$, le champ direct rayonné a pour expression :

$$E_{\infty}^D(t_K,0) = E_{\infty}^D(\infty,0) \left[1 - e^{-\frac{\omega_e}{Q_0} t_K} \right]$$

La montée du rayonnement à l'entrée s'effectue donc globalement avec la même constante de temps (liée au coefficient de surtension en charge $Q_0/2$) qu'à la sortie de la cavité.

Sur la figure 62 nous avons représenté le rayonnement $E_{\infty}^D(t,0)$ créé à l'entrée par une marche unité, et calculé avec les paramètres de notre section accélératrice.

b) - Rayonnement créé par des impulsions longues et par des impulsions moyennes

Ces rayonnements se déduisent facilement du rayonnement créé par une marche unité.

. / .

* Impulsions longues $NT_e > \tau_c$

Les transitoires de rupture du courant interviennent lorsque le régime permanent de rayonnement est atteint (figure 64, relative à notre section accélératrice).

* Impulsions moyennes $\tau_L < NT_e < \tau_c$

Les transitoires de coupure du courant interviennent alors que les transitoires d'injection ne sont pas terminés et il n'y a pas de régime permanent. La figure 65 représente le rayonnement à la sortie calculé pour notre section accélératrice lorsque $NT_e = 5 \tau_L$.

c) - Rayonnement en impulsions courtes $NT_e < \tau_L$

En impulsions courtes, la durée $NT_e + \tau_L$ du premier rayonnement (relatif au guide) est inférieure à la durée $2 \tau_L$ d'un aller-retour de la HF dans la cavité. Les différentes réflexions apparaissent alors bien séparées, comme le montre la figure 66 qui représente le rayonnement calculé avec les paramètres de notre cavité accélératrice, pour une largeur d'impulsion $NT_e = 2/3 \tau_L$. La figure 67 représente ce rayonnement dans le cas où la cavité serait supraconductrice. On remarquera que dans une cavité supraconductrice, le rayonnement en impulsions courtes ($NT_e < \tau_L$), a sensiblement la même amplitude que dans un guide à faibles pertes. Les limitations d'intensité dues à la charge de la structure accélératrice par le courant sont donc les mêmes que dans un tel guide. On peut donc envisager d'utiliser des cavités supraconductrices pour accélérer des impulsions courtes de haute intensité.

3 - ETUDE EXPERIMENTALE DU RAYONNEMENT CREE PAR UNE IMPULSION COMPORTANT UN GRAND NOMBRE DE PAQUETS -

3.1 - Dispositif utilisé et divers domaines de l'étude

L'étude des régimes transitoires à l'injection d'un faisceau de particules groupées en paquets dans une section accélératrice fonctionnant en ondes stationnaires a été réalisée sur notre modèle d'accélérateur fonctionnant à faible énergie. Le montage utilisé (figure 68) comporte en particulier :

• Un dispositif d'injection du faisceau qui permet d'obtenir, à partir d'un faisceau continu, des impulsions de courant constituées d'un nombre réglable de paquets.

• Des circuits hyperfréquences d'analyse de l'amplitude et de la phase des champs existant dans la cavité accélératrice.

./.

3.1.1 - Dispositif d'injection du faisceau

Le déflecteur décrit au chapitre II paragraphe 1.1.2 permet de réaliser, à partir d'un faisceau continu :

1°) - Un groupement en paquets des particules du faisceau, lorsque le déflecteur est alimenté en UHF

2°) - Un découpage du faisceau en impulsions de largeur réglable lorsque le déflecteur est commandé par un générateur d'impulsions.

Pour obtenir des impulsions de courant comportant un nombre réglable de paquets, il faut donc alimenter le déflecteur à la fois en UHF (pour obtenir les paquets) et en impulsions (pour commander la présence ou l'absence du faisceau), c'est-à-dire superposer, dans une ligne coaxiale, des impulsions et une onde hyperfréquence. Les dispositifs classiques qui permettent cette superposition (par exemple les "monitor tee" utilisant une self de choc), déforment l'impulsion qui commande la présence du courant, lorsque le temps de montée de celle-ci est court (inférieur à 50 ns). Nous avons donc réalisé un dispositif original de superposition, utilisant des coupleurs hybrides coaxiaux, qui permet de superposer sans déformation notable, une onde hyperfréquence et des impulsions de quelques nanosecondes de temps de montée.

* Dispositif de superposition UHF + impulsions

Un coupleur hybride coaxial (figure 69 a) comporte quatre terminaisons (notées 1, 2, 3, 4) et est constitué de deux lignes coaxiales couplées (ligne 1-3 et ligne 2-4). A l'intérieur de la bande passante prévue pour le fonctionnement normal du coupleur, une onde hyperfréquence injectée dans l'une des terminaisons (par exemple 1), se partage en deux ondes d'amplitudes égales. La première suit le trajet coaxial normal 1-3 et la seconde suit le trajet 1-4, passant ainsi d'une ligne coaxiale à l'autre. Cette dernière se trouve par ailleurs déphasée de $\pi/2$ par rapport à l'onde qui a suivi le trajet coaxial direct. Lorsque les signaux injectés en 1 ne sont pas dans la bande passante du coupleur, la situation est très différente : en effet, si la fréquence du signal injecté est nettement inférieure aux fréquences normales de fonctionnement du coupleur, seul le trajet coaxial normal est utilisé par le signal. Par conséquent, des impulsions dont le spectre de fréquence se situe nettement au-dessous de la bande passante du coupleur, suivent les trajets coaxiaux normaux (1-3 ou 2-4).

Pour réaliser la superposition d'une onde hyperfréquence et d'une impulsion, deux montages sont possibles. Le premier montage utilise un seul coupleur (figure 69 b). L'onde hyperfréquence est injectée en 2 et l'impulsion en 1. La superposition est obtenue sur la terminaison 3, au prix d'une perte de la moitié de la puissance hyperfréquence, qui est dissipée dans une charge placée en 4. Le deuxième

./.

montage utilise deux coupleurs (figure 69 c) et la superposition est réalisée sans perte de puissance. L'onde hyperfréquence est injectée en A_2 et l'impulsion en A_1 . L'impulsion suit le trajet coaxial normal $A_1 - A_3 - B_1 - B_3$. L'onde hyperfréquence qui s'est décomposée en deux ondes dans le coupleur A, se recombine sur la terminaison B_3 du coupleur B. La superposition est donc obtenue en B_3 . En B_4 où il n'y a aucun signal, on place cependant une charge pour éviter les réflexions parasites dues aux imperfections des coupleurs.

Nous avons vérifié le bon fonctionnement de ces montages avec des coupleurs Rantec et Narda dont les bandes passantes sont respectivement 0,4-2 GHz et 1-2 GHz. Les signaux ont été observés à l'aide d'un oscilloscope 1000 MHz. La photo 70a représente le front de montée (temps de montée 2 ns) d'une impulsion obtenue à l'aide d'un générateur utilisant un relais coaxial à contact mouillé au mercure. La photo 70b représente le résultat de la superposition de cette impulsion avec une onde UHF de fréquence 1200 MHz, cette superposition étant obtenue à l'aide de deux coupleurs.

Remarques

- 1) - Les bandes passantes, et plus généralement les caractéristiques de transmission des divers trajets possibles dans les coupleurs, fixent les limites d'utilisation des montages que nous proposons. En particulier, si l'impulsion a un temps de montée trop court, son spectre de fréquence aura des composantes non négligeables dans la bande du coupleur et le front de montée de l'impulsion sera détérioré.
- 2) - Le dispositif de superposition utilisant deux coupleurs (figure 69c) est parfaitement réciproque. Lorsqu'on dispose d'une onde hyperfréquence superposée à une impulsion, on peut isoler et observer séparément les ondes et l'impulsion. Il suffit pour cela d'injecter les deux signaux superposés sur la terminaison B_3 . L'onde hyperfréquence apparaît alors en A_2 et l'impulsion en A_1 .
- 3) - La méthode de superposition et de séparation que nous venons de décrire, s'applique non seulement à des impulsions, mais aussi à tout signal dont le spectre de fréquence se situe au-dessous de la bande passante du coupleur. On pourrait, par cette méthode, séparer et observer un signal hyperfréquence et un signal parasite (ou un bruit) primitivement superposés.

* Réglage du système d'injection

Le faisceau continu issu du canon subit une déviation proportionnelle à l'amplitude des signaux injectés dans la ligne défectrice, dont la forme est celle de la figure 71. Un champ magnétique transversal

./.

permanent permet de régler la déviation moyenne du faisceau, de sorte que seules les particules correspondant au maximum de déviation suivent l'axe de révolution de la section accélératrice. Avec un générateur d'impulsions de 50 volts d'amplitude et une puissance UHF de 100 watts, on obtient des impulsions de courant comportant des paquets d'étendue en phase inférieure à $\pi/2$. Ces impulsions peuvent être observées sur le collecteur adapté placé à la sortie du guide, ou analysés à l'aide d'un système déflecteur UHF.

3.1.2 - Circuits d'analyse du champ existant dans la section accélératrice

Ces circuits ont été décrits au § II.1.3.2 et ont déjà été utilisés pour observer le régime transitoire à l'injection d'un faisceau continu et à l'injection d'un paquet. Nous nous bornerons à signaler ici que la détection quadratique utilisée pour suivre l'évolution de l'amplitude des champs conduit à des résultats parfois surprenants lorsqu'on s'intéresse à la montée et à la descente d'une impulsion de HF. Deux cas simples permettent en effet de comprendre l'influence du mode de détection sur la détermination des temps de montée et de descente :

1°) - L'impulsion de HF a la forme d'un trapèze isocèle en détection linéaire

Les temps de montée et de descente (mesurés entre 1/10 et 9/10 du plateau) passent de la valeur θ en détection linéaire, à la valeur $0,8 \theta$ en détection quadratique (figure 72).

2°) - L'impulsion HF a une montée et une descente exponentielles en détection linéaire

En détection linéaire, les temps de montée et de descente sont égaux entre eux et ont pour valeur θ . En détection quadratique ces temps deviennent inégaux (figure 73). La montée s'effectue en effet plus lentement et le temps de montée devient $1,18 \theta$. La descente, par contre, s'effectue plus rapidement, le temps de descente devenant $0,5 \theta$.

Le cas d'une impulsion de HF à montée et descente exponentielles nous intéresse particulièrement, car il est voisin de la forme du rayonnement que l'on observera dans un guide fonctionnant en ondes stationnaires.

3.1.3 - Les divers domaines de l'étude

Nous nous sommes limités à l'étude des régimes transitoires à l'injection du faisceau pour le mode $2\pi/3$. Rappelons que pour ce mode, les caractéristiques de la section accélératrice, fonctionnant en ondes

./.

stationnaires, sont les suivantes :

fréquence du mode $2\pi/3$	1212,1 MHz
vitesse de phase	0,29 c
vitesse de groupe	0,01 c
temps de remplissage du guide	$\Upsilon_L = 310$ ns
temps de remplissage de la cavité	$\Upsilon_C = 2,1$ μ s

Selon la largeur NT_e de l'impulsion de courant, comparée aux temps de remplissage Υ_L et Υ_C , il existe trois domaines où les phénomènes transitoires présentent des aspects différents (cf. § IV.2.2.3).

* Phénomènes transitoires en impulsions courtes $NT_e < \Upsilon_L$

Le dernier paquet du faisceau entre dans le guide avant que le rayonnement créé par le premier paquet ne soit apparu à l'entrée du guide. L'effet du rayonnement du faisceau sur les particules sera donc pratiquement le même que dans une section accélératrice de même longueur, fonctionnant en ondes progressives.

* Phénomènes transitoires en impulsions moyennes $\Upsilon_L < NT_e < \Upsilon_C$

Le champ rayonné par le faisceau qui agit sur les particules résulte de la superposition des champs rayonnés par les différents paquets. Le champ rayonné par les paquets a pu se réfléchir une ou plusieurs fois sur les plans de court-circuit avant d'agir sur les derniers paquets. Le caractère d'onde stationnaire apparaît donc sous cette forme. D'autre part la largeur du courant est trop faible pour que le régime permanent puisse être atteint. En impulsions moyennes, le régime transitoire sera très complexe, les transitoires d'injection du faisceau se mêlant aux transitoires de coupure du faisceau.

* Phénomènes transitoires en impulsions longues $NT_e > \Upsilon_C$

Dans ce cas, au bout d'un temps égal à Υ_C , un régime permanent de rayonnement du faisceau apparaît. Les transitoires correspondant à l'établissement du courant sont alors nettement séparés des transitoires de coupure du courant.

L'évolution du rayonnement du faisceau en fonction de la largeur de l'impulsion de courant a été observée à la sortie du guide (figure 74) et à l'entrée du guide (figure 75). Ces photos font apparaître les trois domaines d'étude du rayonnement.

./.

3.2 - Résultats expérimentaux

3.2.1 - Impulsions courtes

En impulsions courtes, le rayonnement du faisceau est le même que dans un guide fonctionnant en ondes progressives, du moins au début, lorsque les réflexions sur les plans de court-circuit terminaux n'ont pas encore été observées.

a) - Amplitude du rayonnement en impulsions courtes

* Observation à la sortie de la cavité

Les photos a, b, c, d, e, f de la figure 76 montrent l'évolution de l'amplitude du rayonnement à la sortie du guide, lorsque la largeur de l'impulsion croît de 30 ns à 200 ns. On remarque que :

- . le rayonnement débute à l'instant de passage des premiers paquets du faisceau
- . la forme générale du rayonnement est trapézoïdale
- . le temps de montée du rayonnement est égal à la largeur de l'impulsion de courant
- . la descente du rayonnement intervient au bout d'un temps égal au temps de remplissage τ_L du guide
- . les oscillations d'amplitude liées à la bande passante du guide n'apparaissent pratiquement pas.

* Observation à l'entrée de la cavité

Les photos a, b, c, d, e, f, g, h de la figure 77 montrent l'évolution du rayonnement observé à l'entrée du guide, lorsque la largeur des impulsions croît de 2 ns à 200 ns. On remarque que :

- . les phénomènes importants de rayonnement interviennent au bout d'un temps égal au temps de remplissage τ_L du guide
- . les oscillations d'amplitude liées à la bande passante du guide apparaissent nettement lorsque la largeur de l'impulsion est faible (2 ns à 30 ns).

b) - Phase du rayonnement en impulsions courtes

Il n'est malheureusement pas possible de mesurer avec précision la phase du rayonnement pendant le passage des paquets, car le phasemètre n'a pas un temps de réponse suffisamment rapide. Cependant les mesures de phase donnent des indications intéressantes, et malgré leur imprécision elles permettent de montrer que :

./.

- . Au cours du passage du faisceau, la phase du rayonnement varie peu
- . Après le passage du faisceau, les réflexions successives sur les plans de court-circuit terminaux s'accompagnent de brusques variations de phase.

Ces propriétés sont illustrées par les diverses mesures de phase, représentées sur les figures 78 à 82.

A la sortie du guide, l'évolution de la phase a été relevée pour des largeurs d'impulsion de 100 ns (figure 78) et 70 ns (figure 79). Les mesures donnent l'évolution de la phase à une constante additive près ; les courbes ont été tracées en donnant la valeur zéro à la phase sensiblement constante du rayonnement pendant le passage du faisceau.

A l'entrée du guide, l'évolution de la phase a été relevée pour des largeurs d'impulsion de 100 ns (figure 80), 70 ns (figure 81) et 30 ns (figure 82). Les variations de phase à l'entrée sont très importantes au début, alors que le rayonnement initial direct n'est pas encore revenu à l'entrée. Ces variations notables de phase n'ont donc pas grande signification, car elles surviennent à des instants où l'amplitude du rayonnement est très faible. Nous les avons toutefois représentées en détail sur les figures 80 et 81 car elles montrent qu'au début la fréquence du rayonnement n'est pas la fréquence synchrone. Entre les instants $t = \tau_L$ et $t = 2 \tau_L$, le rayonnement initial direct est parvenu à l'entrée, après réflexion sur le plan de court-circuit de sortie ; la phase est alors voisine de zéro. Après l'instant $t = 2 \tau_L$, on observe les réflexions successives sur les plans terminaux qui introduisent la périodicité $2 \tau_L$.

Pour illustrer la méthode de mesure de la phase, nous avons représenté (figure 83) le relevé expérimental des points de mesure dans le cas d'impulsions de 70 ns de largeur. L'évolution définitive (figure 81) est obtenue en raccordant les portions de courbes décalées de 180° , car la méthode ne précise la phase qu'à 180° près.

c) - Interaction onde-faisceau en impulsions courtes

Les photos a, b, c de la figure 84, décrivent l'interaction onde-faisceau en impulsions courtes (100 ns) et illustrent la superposition des champs rayonnés par le faisceau et injectés dans la cavité.

la photo a montre le rayonnement d'une impulsion de courant de 100 ns, observé à la sortie du guide. On remarquera les réflexions successives du rayonnement. On notera que les oscillations de courte période, liées à la bande passante, apparaissent mieux sur les rayonnements réfléchis que sur le rayonnement initial, en raison de la dispersion du guide dont l'effet croît avec la distance parcourue par l'onde dans le guide.

. / .

la photo b représente, pour le même courant, l'interaction onde-faisceau dans le cas où les paquets accélérés sont placés à la crête du champ accélérateur incident injecté dans la cavité. On observe une très forte absorption de l'énergie UHF injectée, lors du passage du faisceau. Cette absorption s'interprète aisément en superposant les champs injectés dans la cavité et rayonnés par le faisceau qui sont alors en opposition de phase.

la photo c représente l'interaction onde-faisceau lorsque les paquets, déphasés de π par rapport à la situation précédente de la photo b, sont freinés par le champ injecté dans la cavité. Dans ce cas, au lieu d'observer une absorption de HF, il apparaît au contraire une augmentation de l'énergie hyperfréquence lors du passage du faisceau.

3.2.2 - Impulsions moyennes et impulsions longues

3.2.2.1 - Rayonnement

a) - Amplitude du rayonnement

* Aspect général

La figure 85 montre une impulsion de courant très longue (photo a) et le rayonnement qu'elle crée à l'entrée de la cavité (photo b) et à la sortie (photo c). Ces photos font apparaître que :

- le rayonnement à la sortie (photo c), débute à l'instant de passage des premiers paquets alors qu'à l'entrée (photo b), il débute avec un retard égal au temps de remplissage τ_L

- la montée du rayonnement dure environ $2,5 \mu s$ alors que la descente ne dure que $1 \mu s$. Cela est dû à la détection quadratique (§ IV.3.1.2)

- la montée du rayonnement présente deux séries d'oscillations superposées. La première, de grande période (environ 600 ns) traduit les allers et retours de la HF à la vitesse de groupe dans la cavité (ou, si l'on préfère les battements entre le mode $2\pi/3$ et les modes voisins $25\pi/39$ et $27\pi/39$). La seconde, de courte période, est à peine perceptible; elle traduit les oscillations liées à la dispersion du guide.

* Influence de la largeur de l'impulsion de courant

L'influence de la largeur NT_e de l'impulsion de courant sur le rayonnement apparaît nettement sur les photos 74 et 75. Si NT_e est inférieur au temps de remplissage τ_c de la cavité, il n'y a pas de

./.

régime permanent de rayonnement (impulsions moyennes). Si NT_e est supérieur à τ_c , un régime permanent de rayonnement s'établit au bout d'un temps égal à τ_c et disparaît à l'instant NT_e (impulsions longues).

- en impulsions moyennes, l'évolution du rayonnement en fonction de la largeur est représenté sur la figure 86 (où $NT_e = 0,5 \mu s$ pour la photo a, $1,5 \mu s$ pour la photo c)

- en impulsions très longues (pratiquement une marche unité), le rayonnement est représenté sur la figure 87.

* Influence du coefficient de surtension de la cavité

Le temps de remplissage τ_c de la cavité (qui est égal au temps de montée en impulsions longues), croît avec son coefficient de surtension Q . Pour augmenter Q , il faut diminuer les pertes de la cavité. On ne peut pas faire varier les pertes par effet Joule ; par contre, il est possible de modifier les pertes (ou fuites) de HF de la cavité par rayonnement dans les circuits coaxiaux couplés à la cavité, et en particulier dans le circuit qui normalement sert à injecter de l'énergie UHF dans la section. Le guide accélérateur est en effet couplé au générateur UHF par l'intermédiaire d'une boucle dont la géométrie a été étudiée pour obtenir le couplage critique. Lorsqu'on étudie le rayonnement du faisceau, le générateur UHF n'est pas utilisé et la boucle est, en général, chargée par une impédance de 50Ω pour que le principe de superposition des champs injecté et rayonné soit applicable (dans ces conditions en effet, la cavité présente les mêmes "fuites" de HF que dans le cas où elle est normalement alimentée). Cependant, si l'on veut artificiellement augmenter le coefficient de surtension de la cavité, on peut remplacer cette impédance de 50Ω par un court-circuit, de façon à avoir un plan de court-circuit au niveau de la boucle. Les pertes par rayonnement dans la boucle sont alors supprimées et le fonctionnement de la cavité n'est pas notablement perturbé par ailleurs. Ainsi, on pourra changer le coefficient de surtension Q et par conséquent, le temps de montée du rayonnement, en chargeant la boucle par :

. un court-circuit : le coefficient de surtension est alors pratiquement égal au coefficient de surtension à vide Q_0

. une impédance de 50Ω : le coefficient de surtension est alors $Q_0/2$.

L'évolution du rayonnement en fonction du coefficient de surtension est illustrée par les figures 88 et 89 relatives à la même impulsion de courant. Les photos a représentent le rayonnement à l'entrée de la section, les photos b représentent le rayonnement au tiers de la longueur, et les photos c représentent le rayonnement à la sortie.

./.

On constate sur ces figures, que les temps de montée et de descente du rayonnement sont pratiquement doublés lorsqu'on remplace la charge de 50Ω par le court-circuit, entraînant ainsi la suppression du régime permanent de rayonnement.

Ce phénomène explique pourquoi les rayonnements représentés sur les figures 74 et 75 n'ont pas le même temps de montée. On avait en effet chargé la boucle d'injection par une impédance de 50Ω dans le cas de la figure 75 et par un court-circuit dans le cas de la figure 74.

* Influence de la fréquence de défilement des paquets

Nous avons supposé, jusqu'à maintenant, que la fréquence de défilement des paquets est exactement celle du mode $2\pi/3$. Expérimentalement, on se place dans cette situation en ajustant la fréquence de la HF alimentant le déflecteur de façon à obtenir le maximum de rayonnement en régime permanent. Si l'on s'éloigne ensuite de la fréquence de résonance du mode $2\pi/3$ tout en gardant la vitesse du faisceau constante, on constate qu'en impulsions longues le rayonnement du faisceau est notablement modifié. Cependant ce rayonnement est le même pour des fréquences de défilement $f_{2\pi/3} - \Delta f$ et $f_{2\pi/3} + \Delta f$ également éloignées de la fréquence de résonance.

La figure 90 illustre l'influence de la fréquence de défilement des paquets sur le rayonnement observé à la sortie de la cavité :

- . la photo a, représente le rayonnement à la fréquence de résonance
- . la photo b, représente le rayonnement relatif à une fréquence telle que le niveau d'énergie UHF rayonné en régime permanent soit de 3 dB inférieur au niveau correspondant à la résonance
- . la photo c, représente le rayonnement pour une fréquence correspondant à une chute de 6 dB du niveau d'énergie UHF rayonné en régime permanent.

b) - Phase du rayonnement en impulsions longues

L'évolution de la phase du rayonnement a été étudiée en impulsions très longues (pratiquement, marche-unité). A la sortie du guide (figure 91), on observe des variations de phase relativement faibles (inférieure à 30°) survenant pendant le temps de montée du rayonnement. A l'entrée du guide (figure 92), les variations de phases sont nettement plus importantes, surtout au début, lorsque le rayonnement réfléchi sur le plan de court-circuit terminal n'est pas encore arrivé à l'entrée. Toutefois, l'intérêt de ces grandes variations de phase est

. / .

très restreint, car elles surviennent à des instants où l'amplitude du rayonnement est très faible et pratiquement lorsque l'amplitude du rayonnement est notable, la variation de phase est inférieure à 45° .

3.2.2.2 - Interaction onde-faisceau

Le champ existant dans la cavité résulte de la superposition des champs injectés dans la cavité et rayonnés par le faisceau. Dans le cas où les paquets accélérés sont placés à la crête de l'onde injectée incidente, les ondes rayonnées par le faisceau et injectées dans la cavité sont sensiblement en opposition de phase. Le champ existant en un point de la cavité dépend alors des niveaux relatifs de ces ondes.

Deux situations sont possibles, schématisées par les figures 93 a et b relatives à des marche-unité de courant (on a négligé, pour la simplicité du raisonnement, les oscillations de phase et d'amplitude du rayonnement) :

1°) - L'amplitude du champ injecté est supérieure à l'amplitude du rayonnement (figure 93 a). L'interaction onde-faisceau conduit alors à une chute de l'amplitude du champ dans la cavité, la phase de ce champ ne subissant pas de variation.

2°) - L'amplitude du champ rayonné est, pendant un certain temps, supérieure à celle du champ injecté. On observe alors (figure 93 b) :

- d'abord une chute de l'amplitude du champ dans la cavité sans variation de phase (comme dans le cas précédent). Cette chute se poursuit jusqu'à l'annulation qui survient à l'instant où les champs injecté et rayonné ont même amplitude

- ensuite une remontée du champ due au fait que le rayonnement l'emporte sur l'onde injectée. La phase a alors varié de 180° par rapport au cas précédent. Cette situation ne correspond pas à un fonctionnement accélérateur normal ; on peut toutefois l'observer à l'extrémité d'une section lorsque la charge est trop importante.

Pratiquement, les phénomènes ne sont pas aussi simples, en raison de la variation de la phase au cours de la montée du rayonnement. Toutefois les résultats expérimentaux sont proches des schémas des figures 93 a et b.

./. .

a) - Evolution de l'amplitude du champ

En impulsions très longues, nous avons fait varier la charge du faisceau en modifiant le niveau de la HF injectée dans la cavité à courant constant en nous plaçant toujours dans des conditions où la charge est très importante. A la sortie de la cavité, les photos a, b ... l de la figure 94 montrent l'évolution du champ injecté pour des valeurs croissantes de la charge du faisceau. Pour la photo a, le courant est suffisamment important pour faire chuter le champ presque jusqu'au niveau zéro, qui correspond au trait inférieur du quadrillage. A partir de la photo b, le rayonnement l'emporte sur le champ injecté et on observe la remontée du champ, après un passage à zéro. Pour les dernières photos k et l, on observe pratiquement uniquement le rayonnement du faisceau. A l'entrée de la cavité, la situation est tout à fait analogue (figure 95). On notera toutefois qu'au début, on observe une légère remontée de la HF, due au faible rayonnement créé par le faisceau pendant les premiers instants ; ce rayonnement a alors une phase qui évolue de façon très complexe et peut s'ajouter par instants au champ injecté.

En impulsions moins longues (figure 96) les phénomènes d'interaction à la sortie de la cavité se présentent de la même manière, avec toutefois l'intervention des régimes transitoires de coupure du faisceau.

On notera enfin que toutes les photos représentant l'interaction onde-faisceau montrent que les temps de descente de l'amplitude du rayonnement sont plus courts que les temps de montée. Cela est dû une nouvelle fois à la détection quadratique.

b) - Evolution de la phase du champ

L'évolution de la phase du champ à l'entrée a été relevée dans le cas d'impulsions très longues (figure 97) pour des charges croissantes de la structure par le faisceau.

• à faible charge (courbe a), la phase reste sensiblement constante, et est égale à la phase de l'onde injectée.

• à charge plus importante (courbes b et c), la phase saute de 180° lorsque l'amplitude du rayonnement est supérieure à l'amplitude du champ injecté. Ce saut de phase s'effectue d'autant plus rapidement que la charge est importante.

Chapitre V

VARIATION DE L'ENERGIE DES PARTICULES DU FAISCEAU DURANT LE REGIME TRANSITOIRE

1 - ASPECTS THEORIQUES DE L'ETUDE DE L'ENERGIE PERDUE PAR LES PARTICULES AU COURS DU REGIME TRANSITOIRE -

En raison de la présence de phénomènes transitoires à l'injection du courant, les différentes particules du faisceau ne "voient" pas le même champ accélérateur ; l'énergie acquise par une particule est donc fonction de sa position t_0 dans l'impulsion de courant $i(t_0)$. La première particule, qui voit le champ injecté E_0 , acquiert une énergie :

$$V_0 = \int_0^L E_0(z) dz$$

Les particules suivantes voient un champ accélérateur effectif $E_0(z) - E_r(t_0, z)$ où $E_r(t_0, z)$ est le champ rayonné "vu" par la particule ; il en résulte que l'énergie acquise par la particule n'est pas V_0 mais $V(t_0) = V_0 - V_p(t_0)$ où

$$V_p(t_0) = \int_0^L E_r(t_0, z) dz \quad (V.1)$$

représente l'énergie perdue par les particules, en raison de l'action décélétratrice du champ rayonné par le faisceau. Cette perte d'énergie est indépendante de l'amplitude du champ injecté ; pour la calculer, nous pouvons supposer que le faisceau indéformable traverse une section accélétratrice non alimentée en UHF. L'énergie totale U_N perdue par l'impulsion de courant $i(t_0)$ (de largeur NT_e) est alors

$$U_N = \int_0^{NT_e} i(t_0) V_p(t_0) dt_0 \quad (V.2)$$

Cette énergie se retrouve sous forme d'énergie électromagnétique dans le guide. Cette dernière est dissipée par effet Joule dans les parois de la section, ou bien est extraite de la section, par l'intermédiaire des coupleurs. La nature du rayonnement électromagnétique créé par le faisceau dépend essentiellement du nombre N de paquets constituant l'impulsion de courant. En effet, si ce nombre est élevé, le rayonnement

./.

s'effectue presque exclusivement sur le mode TM_{01} synchrone. Par contre, si l'impulsion de courant ne comporte qu'un petit nombre de paquets d'autres modes interviennent (modes TM supérieurs, modes TM_{01} autres que le mode synchrone, modes évanescents).

1.1 - L'impulsion de courant comporte un petit nombre de paquets

* Perte d'énergie d'un seul paquet

Pour étudier le transfert d'énergie cinétique du faisceau en énergie électromagnétique, nous envisagerons le cas d'un guide sans pertes, fonctionnant en ondes progressives et traversé par un seul paquet très fin de charge q . Ce paquet rayonnera de l'énergie sur tous les modes TM du guide à iris. L'énergie totale cédée par le paquet est donc supérieure à l'énergie rayonnée sur le seul mode TM_{01} . Pour chacun des modes TM , toutes les fréquences sont excitées, le spectre de fréquence présentant des maximums au voisinage des fréquences de coupure des modes et au voisinage des fréquences correspondant au synchronisme onde-faisceau. Dans le cas du mode TM_{01} , cela signifie que :

- une partie de l'énergie du paquet est cédée aux modes de la bande passante, principalement au mode synchrone. Cette énergie, qui se propage dans le guide sans pertes, peut en principe être récupérée aux extrémités de la section à l'aide de coupleurs.

- une partie de l'énergie est cédée aux modes évanescents et aux modes 0 et π . L'énergie de ces modes (qui ne se propagent pas) reste localisée dans le guide (en fait, lorsqu'il y a des pertes, cette énergie est dissipée par effet Joule dans les parois).

La théorie simplifiée négligeant les effets de la dispersion, exposée au chapitre IV, ne fait intervenir en fait que la propagation sur le mode synchrone et sous-estime par conséquent l'énergie globale cédée par le paquet du mode TM_{01} . Cette théorie conduit à une perte d'énergie U_1^e aisément calculable à l'aide de l'expression simple du rayonnement que l'on observe aux extrémités du guide (cf. § IV. 2.1.1):

$$U_1^e = \frac{\alpha n L^2}{2\gamma_L} q^2 \quad (V.3)$$

En réalité il faudrait ajouter à ce terme les énergies cédées à tous les autres modes, et en particulier les énergies cédées aux modes situés au voisinage des modes 0 et π pour lesquels le spectre de fréquence présente des maximums.

./.

*Perte d'énergie d'une impulsion de courant comportant quelques paquets

Nous supposerons maintenant que l'impulsion de courant comporte un nombre N de paquets suffisamment petit pour que $NT_e \ll \tau_L$, chacun de ces paquets ayant la charge q . La fréquence de défilement des paquets étant égale à la fréquence synchrone f_e , il en résulte que :

. Pour le mode synchrone, les rayonnements des différents paquets seront en phase. Par conséquent l'énergie cédée à ce mode croît comme le carré du nombre de paquets.

. Pour les modes autres que le mode synchrone (et en particulier pour les modes 0 et π), les champs rayonnés par chacun des paquets ne seront pas en phase. Par exemple, pour le mode 0 , le déphasage entre deux paquets successifs est $2\pi(f_e - f_0)/f_e$ et l'énergie rayonnée au voisinage de ce mode variera, en fonction du nombre N de paquets, comme $\sin^2 [N\pi(f_e - f_0)/f_0]$. L'énergie rayonnée au voisinage du mode π variera de façon analogue, suivant une loi en $\sin^2 [N\pi(f_\pi - f_e)/f_e]$.

Lorsque le nombre N de paquets est grand, la quasi-totalité de l'énergie cédée par le faisceau sera transférée au mode synchrone. Par contre si l'impulsion de courant ne comporte qu'un petit nombre de paquets, une fraction importante de l'énergie perdue par le faisceau est transférée aux autres modes et en particulier aux modes 0 et π . Ces considérations théoriques doivent être rapprochées aux résultats expérimentaux obtenus par J.E. Leiss et al. (25).

1.2 - L'impulsion de courant comporte un grand nombre de paquets

La théorie simplifiée du rayonnement du faisceau (§. IV.2) permet de calculer par l'intermédiaire des formules V.1 et V.2, la perte d'énergie $V_p(t_0)$ des particules et l'énergie totale U_N perdue par le faisceau. Nous donnerons l'expression de $V_p(t_0)$ dans deux cas importants

. Guide à impédance constante fonctionnant en ondes progressives

$$\text{si } t_0 \leq \tau_L \rightarrow V_p(t_0) = \frac{\pi i_0}{\alpha} \left[e^{-\frac{\omega_e}{2\alpha} t_0} \left(\frac{\omega_e}{2\alpha} t_0 - \alpha L + 1 \right) + \alpha L - 1 \right]$$

$$\text{si } t_0 \gg \tau_L \rightarrow V_p(t_0) = V_{p\infty} = \frac{\pi i_0}{\alpha} (\alpha L + e^{-\alpha L} - 1)$$

./.

• Guide à champ constant

Nous avons examiné ce cas dans la référence(11) en considérant que le guide à champ constant est constitué de portions de guides à impédance constante. Nous avons trouvé que dans un tel guide $V_p(t_0)$ s'exprimait sous la forme :

* si $t_0 \leq \tau_L$

$$V_p(t_0) = \frac{\pi i_0 L}{2} \left[\frac{1 - e^{-\omega_e t_0 / Q_0}}{1 - e^{-\omega_e \tau_L / Q_0}} - \frac{\omega_e t_0}{Q_0} \frac{e^{-\omega_e \tau_L / Q_0}}{1 - e^{-\omega_e \tau_L / Q_0}} \right]$$

* si $t_0 \gg \tau_L$

$$V_p(t_0) = V_{p\infty} = \frac{\pi i_0 L}{2} \left[1 - \frac{\omega_e \tau_L}{Q_0} \frac{e^{-\omega_e \tau_L / Q_0}}{1 - e^{-\omega_e \tau_L / Q_0}} \right]$$

2 - ETUDE EXPERIMENTALE DE L'ENERGIE DES PARTICULES DU FAISCEAU EN REGIME TRANSITOIRE -

Nous avons montré (cf. §. I.3) qu'il n'était pas pratiquement possible d'effectuer, sur notre modèle d'accélérateur à faible énergie, des mesures d'énergie des particules au cours du régime transitoire sans déformer le courant. Nous avons pu toutefois effectuer de telles mesures, sur l'accélérateur linéaire 45 MeV de Saclay, à l'occasion de l'étude des régimes transitoires intervenant à l'injection du faisceau dans cet accélérateur à champ constant qui comporte trois sections(11). Les impulsions de courant, sensiblement rectangulaires, comportaient un grand nombre de paquets et les résultats expérimentaux ont pu être comparés aux prévisions théoriques données par la formule (V.4).

2.1 - Principe de la mesure

La figure 98 indique comment s'effectuent les mesures : l'analyseur d'énergie (résolution 1%) étant réglé sur une énergie $\mathcal{E}$, on localise dans le temps le moment où des particules du faisceau traversent la fente de sortie de l'analyseur, déterminant ainsi l'instant t_0 pour lequel l'énergie $V(t_0)$ des particules est égale à $\mathcal{E}$. En faisant varier $\mathcal{E}$ (par modification du courant d'alimentation de l'électro-aimant de l'analyseur), on reconstitue la courbe $V(t_0)$.

Pour déterminer avec précision l'instant t_0 , nous avons placé derrière la fente de sortie de l'analyseur, une boucle UHF qui recueille le rayonnement direct (à 3000 MHz) du faisceau. Ce rayonnement est

./.

amplifié par un T.P.O. et observé, après détection, sur un oscilloscope à échantillonnage. Sur celui-ci, on observe d'étroites impulsions dont la position t_0 (figure 99 a, b, c, d) peut être localisée à 1 ns près lorsque $V(t_0)$ varie rapidement. Si $V(t_0)$ varie lentement (par exemple lorsque $t_0 \simeq \tau_L = 0,5 \mu s$ ou $t_0 > \tau_L$), les raies s'élargissent et la précision devient nettement moins bonne.

2.2 - Résultats expérimentaux

La figure 100 a, b, c donne quelques courbes $V(t_0)$ obtenues pour diverses valeurs de NT_e et de i_0 dans le cas où seules les deux premières sections de l'accélérateur sont alimentées en UHF. On a porté en pointillé sur ces diagrammes, les courbes théoriques déduites de la formule V.4. La figure 100 a, relative à $NT_e = 800$ ns, présente une particularité intéressante : l'énergie des électrons correspondant au temps de descente de l'impulsion de courant (partie D de la courbe expérimentale) est supérieure à l'énergie de régime permanent qui correspond au palier de la courbe ; ces électrons "voient" en effet un champ accélérateur supérieur au champ correspondant au régime permanent car lorsque $NT_e > \tau_L$ la charge du guide par le faisceau commence à décroître au moment où s'amorce la descente du courant.

2.3 - Amélioration du spectre d'énergie par injection du faisceau durant le temps de montée de la HF

Pour améliorer le spectre d'énergie du faisceau en compensant la dispersion d'énergie due au régime transitoire, il a été proposé⁽³⁾ d'injecter le faisceau pendant la montée de la HF dans une ou plusieurs sections. C'est ce que nous avons réalisé dans la troisième section de l'accélérateur. Nous avons ainsi obtenu diverses courbes $V(t_0)$ en faisant varier le calage de l'impulsion de courant dans l'impulsion de HF (figure 101).

- la courbe a représente $V_a(t_0)$ lorsque la troisième section n'est pas alimentée
- la courbe b représente $V_b(t_0)$ lorsque l'impulsion de courant est normalement cadrée dans l'impulsion de HF observée à l'extrémité de la section 3
- la courbe c représente $V_c(t_0)$ lorsque l'impulsion de courant est cadrée au pied de l'impulsion de HF
- la courbe d représente $V_d(t_0)$ lorsque l'impulsion de courant est cadrée sur le temps de montée de la HF.

Ces courbes montrent que le spectre d'énergie du faisceau est légèrement amélioré lorsqu'on injecte le faisceau au cours de la montée

./.

de la HF. Cependant plusieurs remarques s'imposent :

- 1 - L'amélioration du spectre est obtenue au prix d'une diminution de l'énergie globale du faisceau.
- 2 - La modulation de fréquence des klystrons, importante au cours de la montée de la HF rend le phénomène difficilement interprétable.
- 3 - Le calage du faisceau dans l'impulsion de HF varie tout au long du guide car la vitesse du faisceau est nettement supérieure à la vitesse de groupe de l'onde accélératrice.

Notons enfin qu'en vertu du principe de superposition, on doit avoir :

$$V_b(t_o) - V_a(t_o) = V_o(t_o) = \text{constante}$$

Le parallélisme observé expérimentalement entre les courbes a et b de la figure 101 constitue une excellente vérification de ce principe de superposition.

CONCLUSION

La divergence des conceptions théoriques(5)(6),(9) concernant le rayonnement d'un faisceau dans une section accélératrice imposait l'étude expérimentale que nous avons entreprise. Nous avons pu observer, à notre connaissance pour la première fois, le rayonnement d'un paquet traversant un guide à iris et ainsi contrôler le bien-fondé de la théorie élaborée par J. Marcou. Nous avons en effet vérifié les principales étapes de cette théorie : rayonnement créé par une étincelle de courant, un paquet, une impulsion de courant comportant un grand nombre de paquets.

Nos travaux ont mis en évidence l'influence de la dispersion du guide, dont le principal effet est de rendre privilégiés les modes 0 et π , en plus du mode synchrone, lorsque l'impulsion de courant ne comporte qu'un petit nombre de paquets. Nous avons également montré que l'onde directe rayonnée a une amplitude nettement plus importante que l'onde rétrograde, sauf évidemment dans le cas d'une section fonctionnant en ondes stationnaires, où l'effet des réflexions successives a été analysé.

Nous pensons que ces travaux pourront apporter une utile contribution à l'étude et la mise au point d'accélérateurs à impulsions de courant ultra-courtes transportant une très forte charge. Dans de tels accélérateurs en effet, le rayonnement du faisceau était très mal connu et il n'était guère possible de calculer la perte d'énergie des particules due au rayonnement du faisceau. Disposant maintenant de bases théoriques plus solides, qui montrent en particulier que l'on ne peut négliger les modes évanescents, nous pensons que ce calcul, bien que complexe, est désormais possible.

Enfin, la conception de nos expériences, basées sur l'utilisation d'un modèle à faible énergie pour simuler les phénomènes intervenant dans les accélérateurs ultra-relativistes, présente de multiples avantages : simplicité technologique, grande souplesse de fonctionnement, prix de revient relativement faible ; un tel modèle peut, à notre avis, convenir à l'étude d'autres phénomènes d'interaction onde-faisceau dans les structures accélératrices, défectrices ou focalisatrices.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 - R.B. NEAL -
"Transient Beam Loading in Linear Electron Accelerators"
M.L. Report, n° 388, May 1957
- 2 - J.E. LEISS -
"Transient Beam Loading in Linear Electron Accelerators"
N.B.S. Internal Report, September 1958
- 3 - L. BURNOD -
"Régimes transitoires dans les accélérateurs linéaires"
Thèse de 3ème cycle - Orsay, Mai 1961
- 4 - Y. GARAUULT -
"Phénomènes transitoires dus à la charge du faisceau dans les accélérateurs linéaires"
Rapport interne n° 64/153 - Institut d'Electronique
Orsay, 1964
- 5 - J.E. LEISS et R.A. SCHRACK -
"Transient and Beam Loading Phenomena in Linear Electron Accelerators"
N.B.S. Internal Report, October 1962
- 6 - B. EPSZTEIN et J.P. MANGIN -
"Transients in Electron Linacs"
Proc. 1966 Linear Accelerator Conference,
LA-3609, 322, 1966
- 7 - D.T. TRAN -
"Contribution à l'étude des structures accélératrices multi-périodiques résonnantes et de leur interaction avec le faisceau en régime permanent et en régime transitoire"
Thèse de Doctorat d'Etat - Orsay, Mai 1969
- 8 - J. MARCOU, A. PAPIERNIK et L. WARTSKI -
"Etude théorique du rayonnement d'un paquet d'électrons circulant sur l'axe d'un guide accélérateur à iris".
C.R.Ac.Sc.Paris, t. 268, 16 Juin 1969
- 9 - J. MARCOU -
Thèse de Doctorat d'Etat (à paraître)

. / .

- 10 - A. ANGOT -
Compléments de mathématiques - Editions de la Revue
d'Optique, 1961, p. 119
- 11 - J. MARCOU, A. PAPIERNIK, L. WARTSKI et M. BOLORE, G. FILIPPI,
S. ROLAND -
"Régimes transitoires à l'injection du faisceau d'électrons
dans l'accélérateur 45 MeV de Saclay". Rap.CEA-R-3842, 1969.
- 12 - Rapport interne n° 65/273. Institut d'Electronique, Orsay,
Novembre 1965
- 13 - J. MARCOU, A. PAPIERNIK et L. WARTSKI -
"Etude des Phénomènes transitoires à l'injection du faisceau
dans une cavité accélératrice".
Rapport interne n° 67/487, Institut d'Electronique
Fondamentale, Orsay, Février 1967
- 14 - J. MARCOU, A. PAPIERNIK et L. WARTSKI -
"Etude Expérimentale de la réponse transitoire d'une cavité
accélératrice à iris excitée par une onde hyperfréquence
modulée en impulsions".
C.R.Ac.Sc.Paris, t. 265, p. 172-175, 17 Juillet 1967
- 15 - J. MARCOU, A. PAPIERNIK, A. SEPTIER et L. WARTSKI -
"Etude expérimentale des phénomènes transitoires se produisant
à l'injection d'un faisceau dans une cavité accélératrice à
iris circulaires - Description du dispositif expérimental".
C.R.Ac.Sc.Paris, t. 266, p. 134-137, 15 Janvier 1968
- 16 - H. BERGERET, J. MARCOU, A. PAPIERNIK, A. SEPTIER et L. WARTSKI -
"Utilisation d'une structure déflectrice à méandres pour
l'obtention de paquets d'électrons de très courte durée, en
vue de l'injection dans un accélérateur linéaire".
C.R.Ac.Sc.Paris, t. 268, p. 733-736, 10 Mars 1969
- 17 - R. ADLER -
"A study of locking phenomena in oscillators".
Proc.IRE, p. 1415-1423, 1947
- 18 - W.P. ERNST -
"A Technique for Measuring Phase Modulation of Rapid Phase
Change of a Microwave Signal".
Plasma Physics Laboratory, Princeton University
MATT-273, June 1964

./.

- 19 - J. MARCOU, A. PAPIERNIK et L. WARTSKI -
"Etude expérimentale des phénomènes transitoires se produisant à l'injection d'un faisceau de particules non groupées dans une cavité accélératrice à iris circulaires".
C.R.Ac.Sc.Paris, t. 266, p.899-901, 1 Avril 1968
- 20 - P.A. STURROCK -
Phys. Rev., 112, 1488, December 1958
- 21 - P. LAPOSTOLLE -
"Ondes de charge d'espace dans un faisceau de protons. Groupes et Linacs à haute intensité"
Rapport CERN ISR-300/LI - 67-36, Septembre 1967
- 22 - K. MITTAG, M. KUNTZE, F. HELLER, J.E. VETTER -
"Experimental Results on non resonant beam break-up in a superconducting structure".
Internal Report Institut für Experimentelle Kernphysik der Universität und des Kernforschungszentrums, Karlsruhe, 1969
- 23 - J. MARCOU, A. PAPIERNIK et L. WARTSKI -
"Etude théorique du rayonnement de particules ultra-relativistes dans un guide à iris. Bases de calcul"
C.R.Ac.Sc.Paris, t. 267, p. 1263-1266, 4 décembre 1968
- 24 - P.N. BUTCHER -
"A new treatment of Lossy periodic waveguide"
Proc. I.E.E., 103 B, p. 301, 1956
- 25 - J.E. LEISS, S. PENNER, J.E. ROSE et J.B. BROBERG -
"Transient Beam Loading in Electron Linear Accelerators"
1969 Particle Accelerator Conference
-

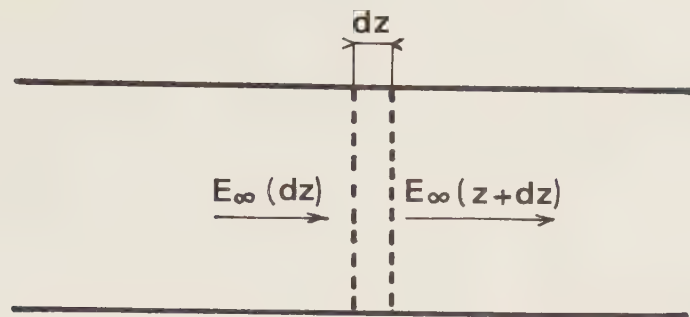
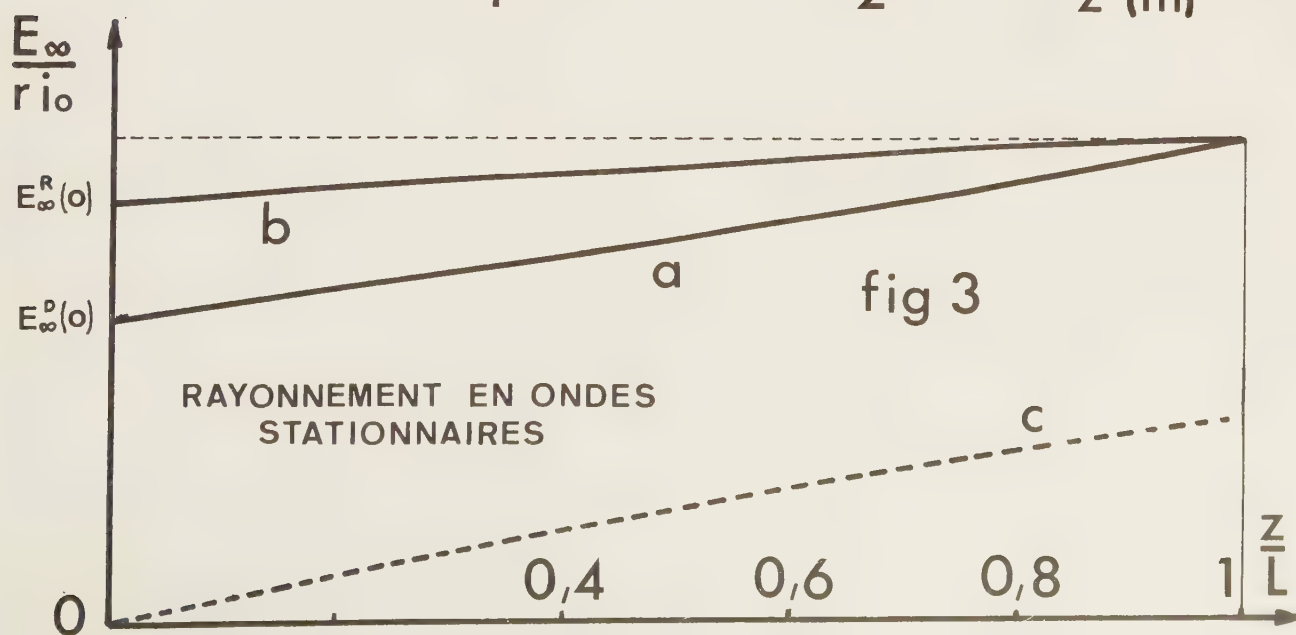
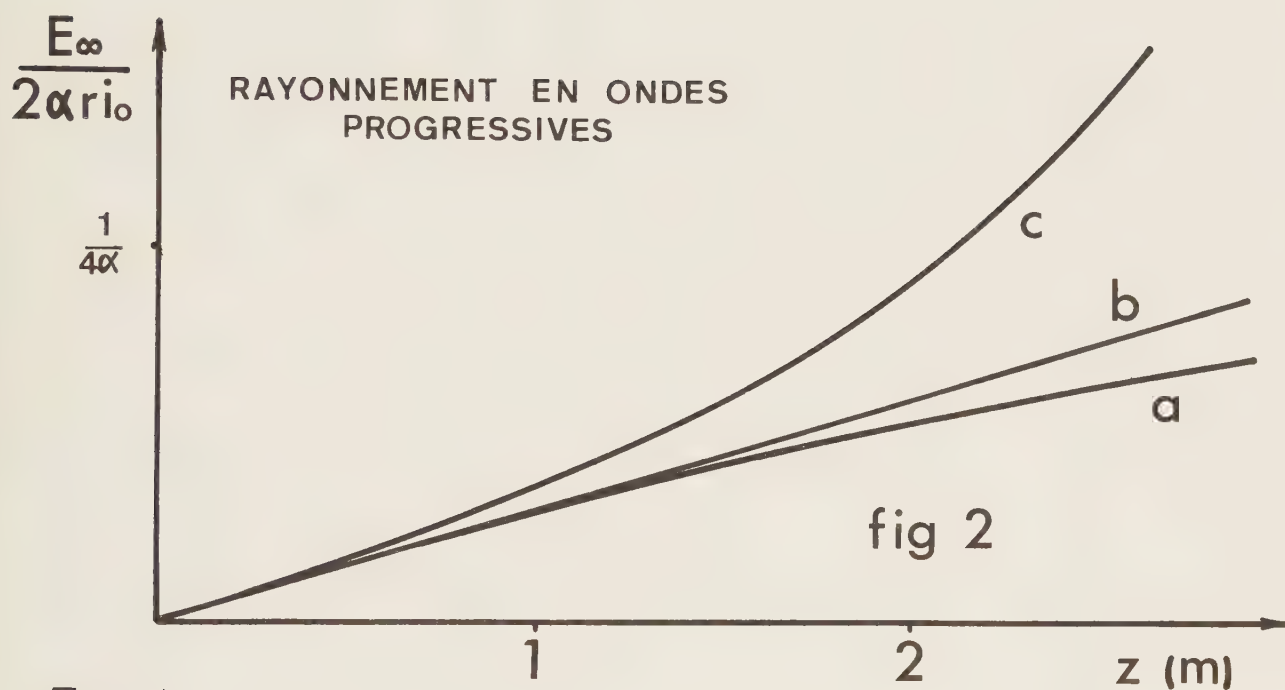


fig 1



SCHEMA GENERAL DE L'INSTALLATION

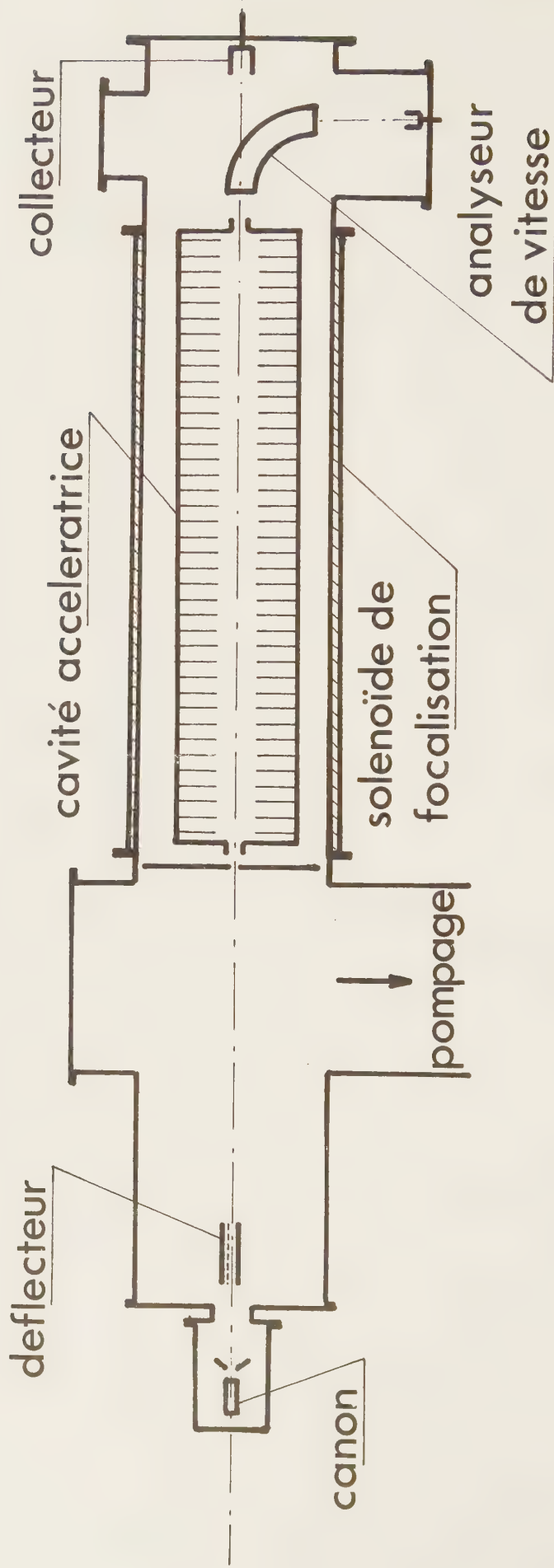


FIG 4

LA LIGNE A MEANDRES

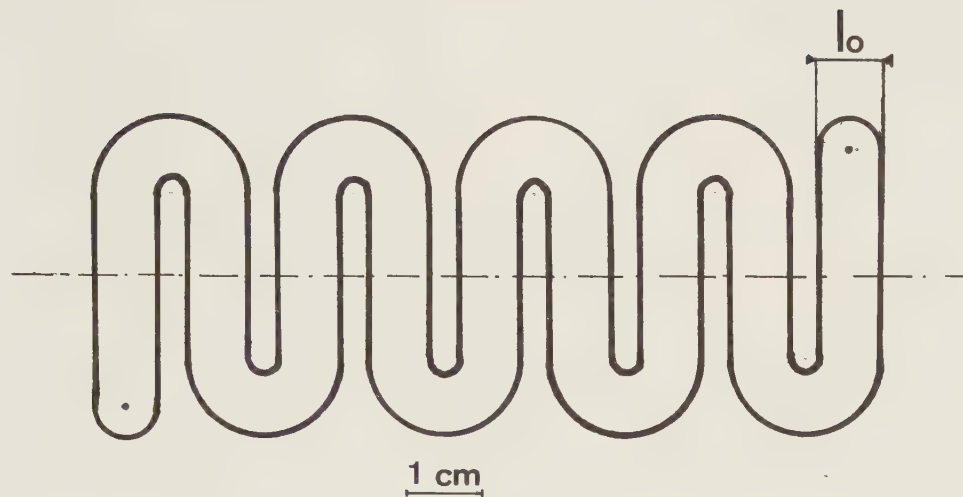


fig 5

SCHEMA D'ENSEMBLE DU SYSTEME DEFLECTEUR

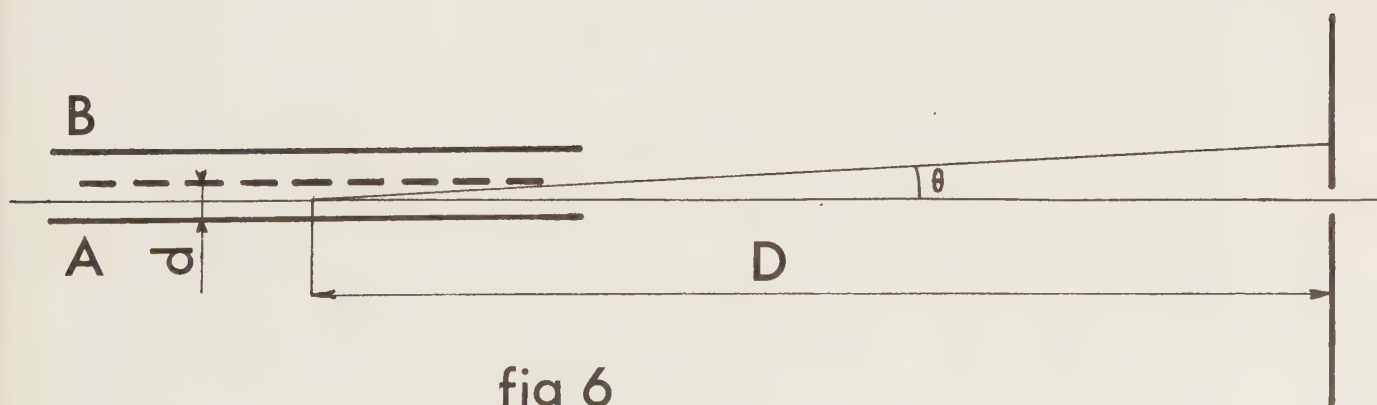


fig 6

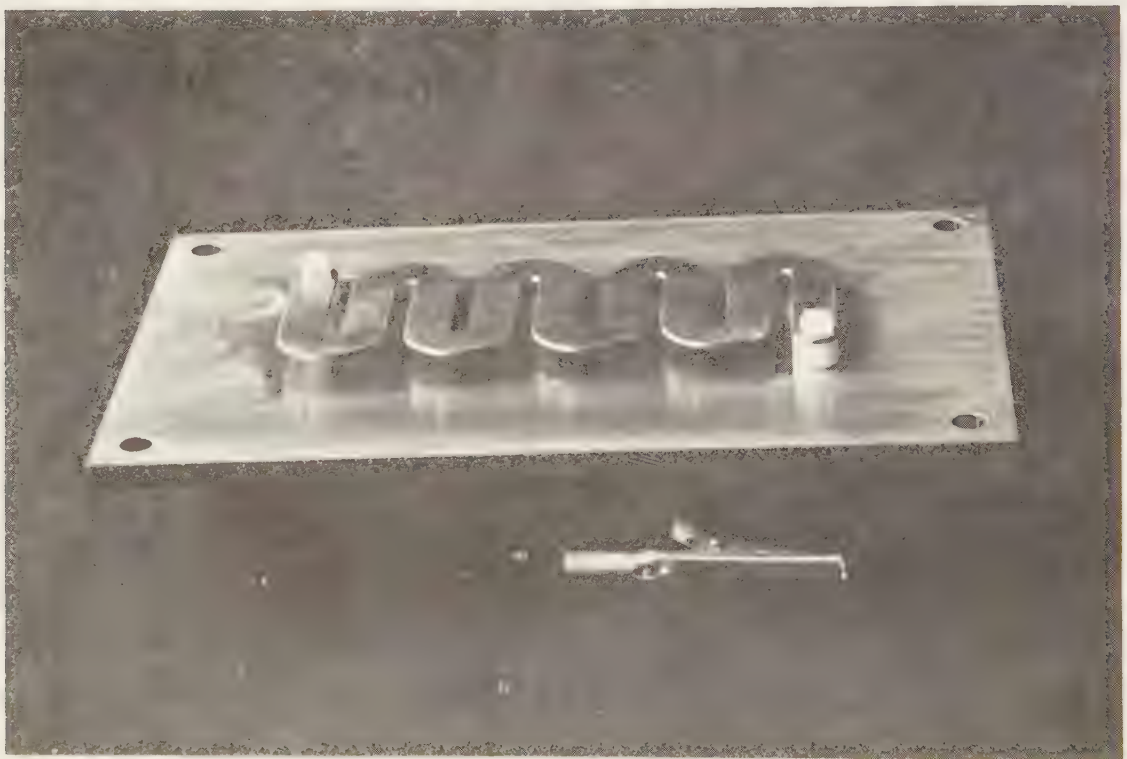
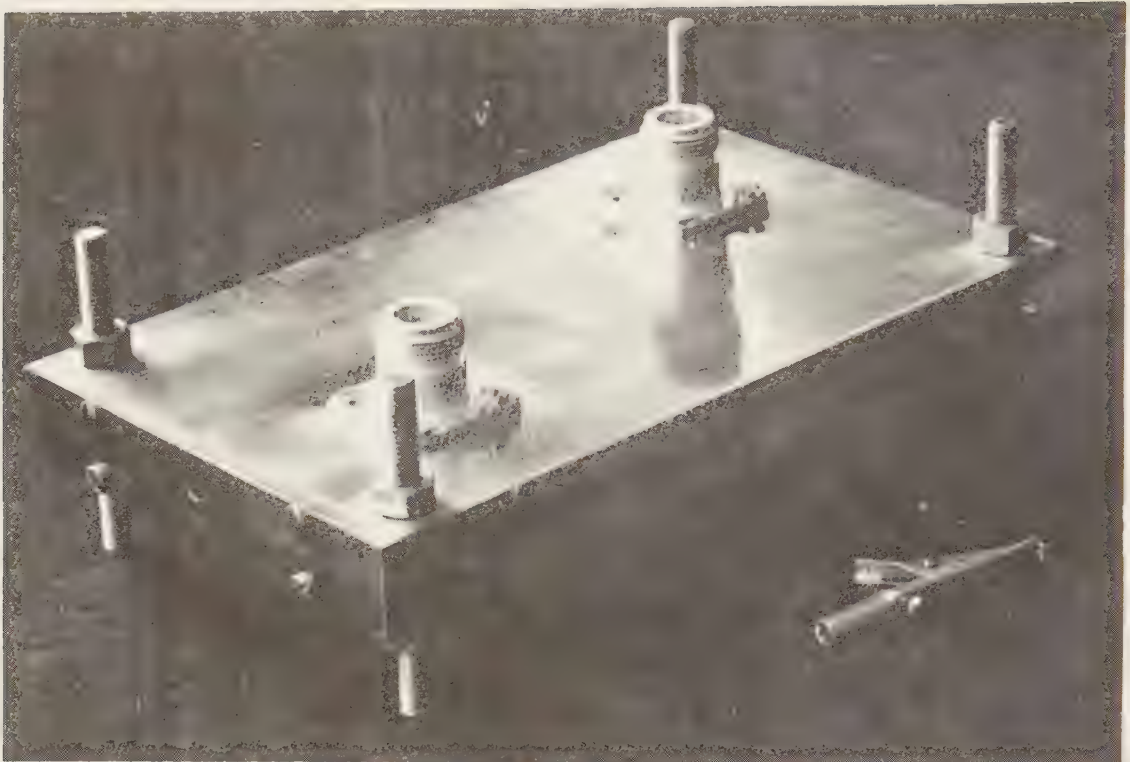


FIGURE 7
LA LIGNE DEFLECTRICE A MEANDRES

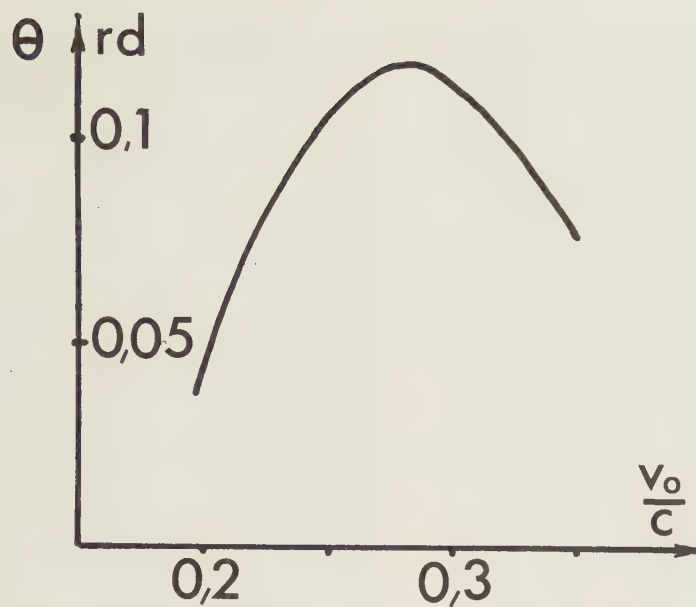


fig 8

DEVIATION EN FONCTION DE LA VITESSE
DU FAISCEAU

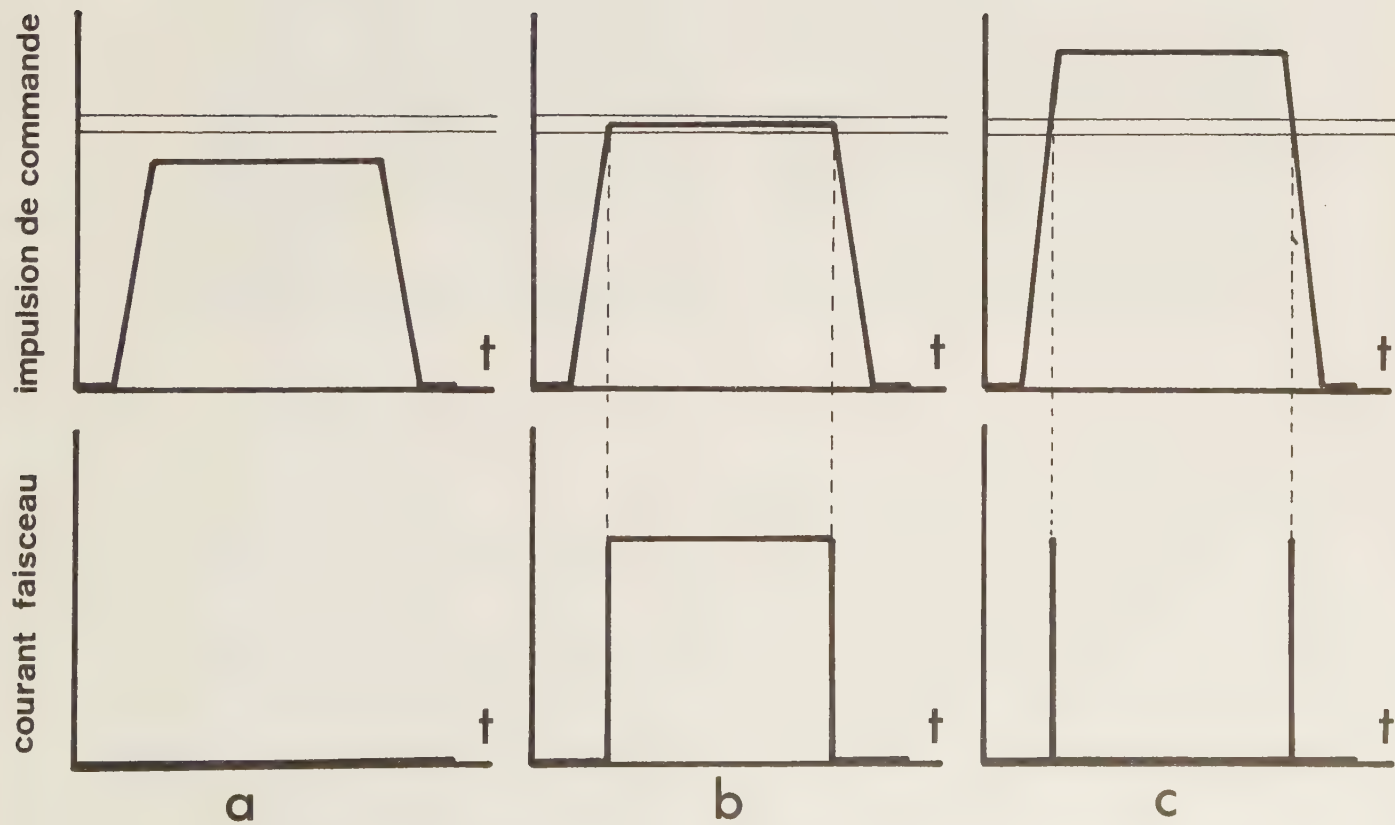
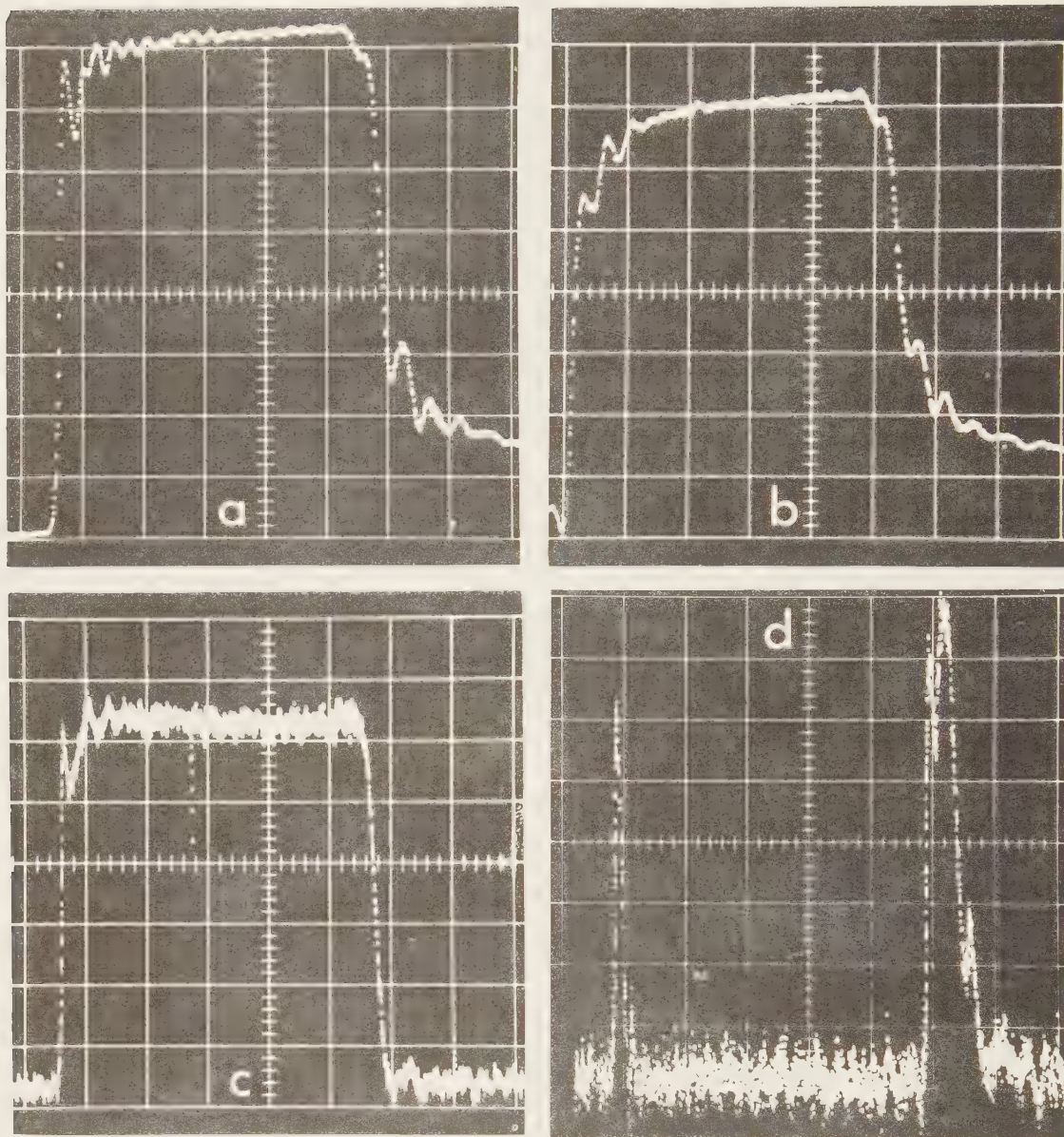


fig 9



PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DU DEFLECTEUR

- a - Impulsion de commande du déflecteur.
- b - Impulsion de commande à la sortie du déflecteur.
- c - Impulsion de courant obtenue lorsque l'amplitude de l'impulsion de commande est juste suffisante pour amener le faisceau à traverser le collimateur.
- d - Impulsion de courant obtenue lorsque le faisceau ne passe à travers le collimateur que pendant une fraction de temps de montée et de descente.

Sensibilité horizontale 2 ns/div.

fig 10

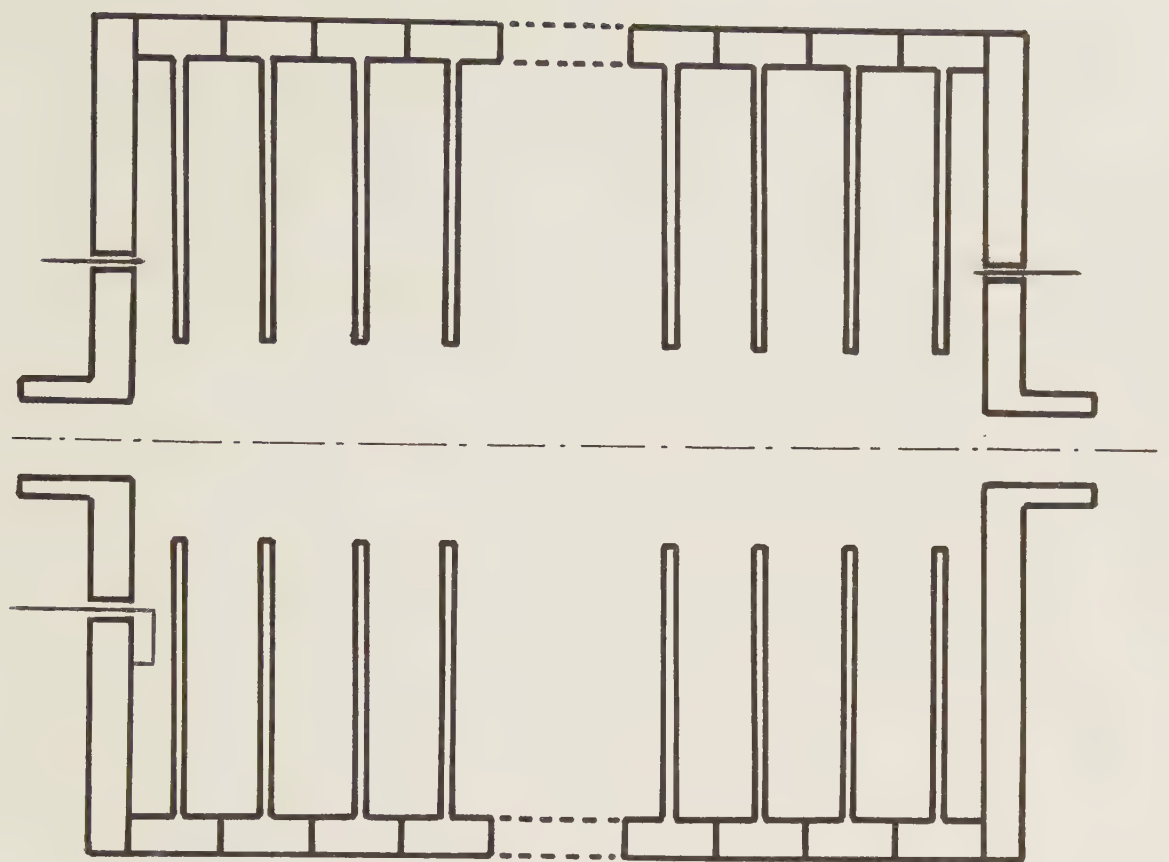


fig 11 _Cavité accélératrice.

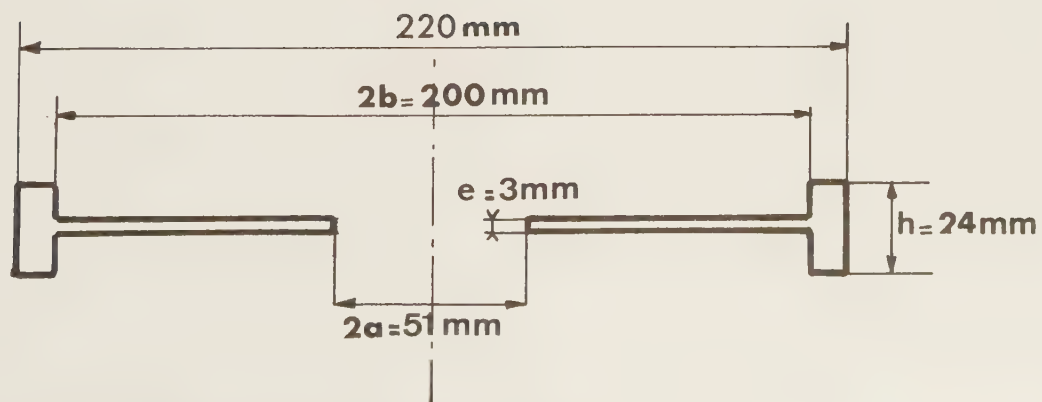


fig 12 _Element de cavité.

f (Mhz)

1225

1200

1175

1150

CARACTERISTIQUE DE DISPERSION
DU MODE ACCELERATEUR TM_{01}

fig 13

$\frac{\pi}{4}$

$\frac{\pi}{3}$

$\frac{\pi}{2}$

$\frac{2\pi}{3}$

$\frac{3\pi}{4}$

π

βh

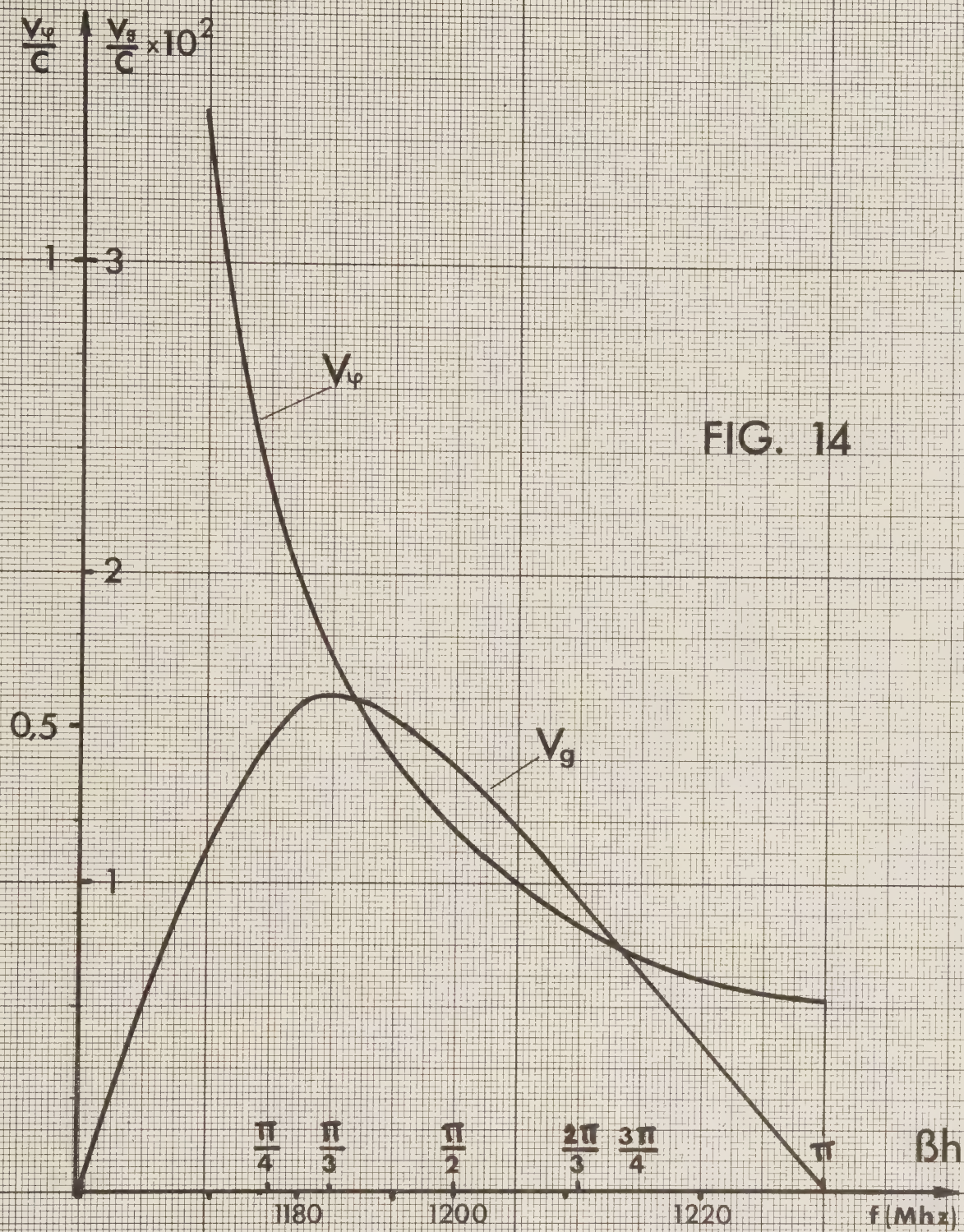
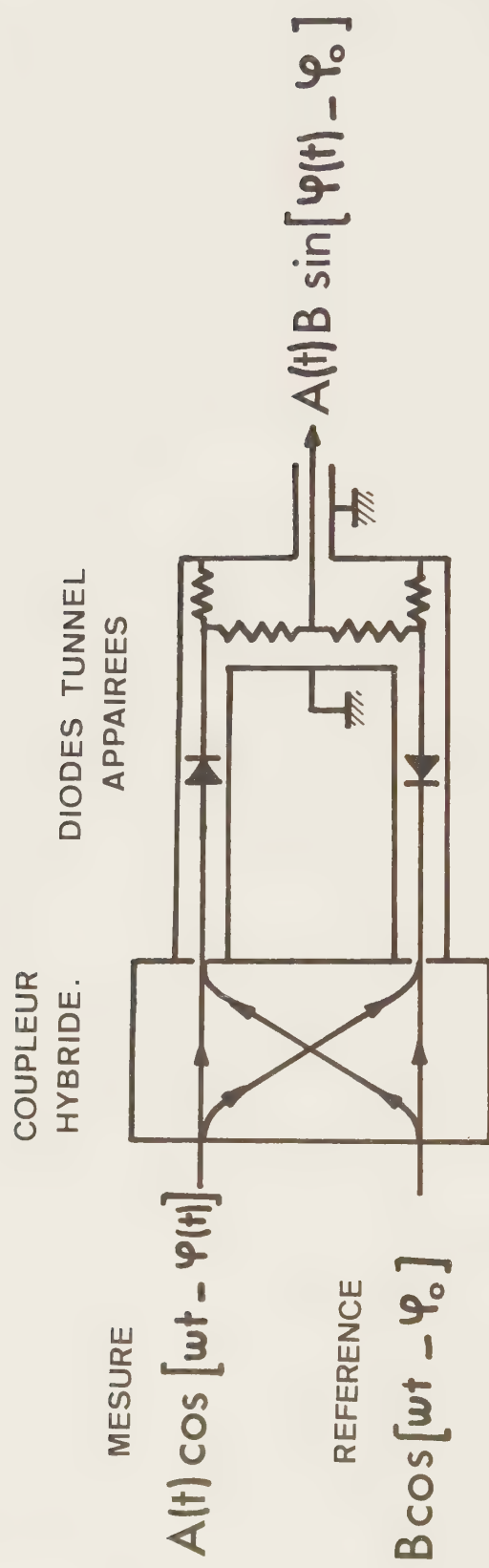


FIG. 14



Principe du phasemètre dynamique

FIG. 15

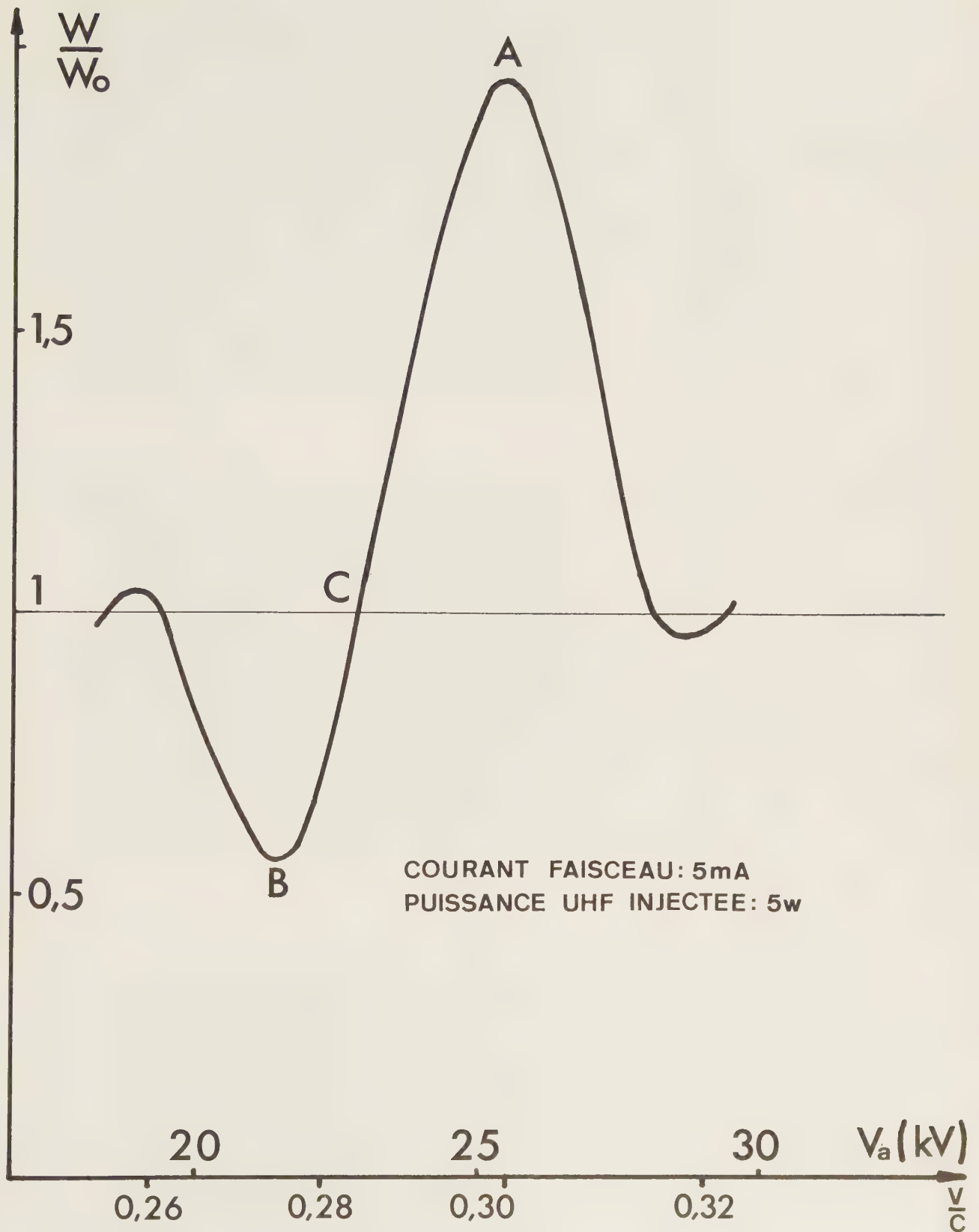


FIG.16

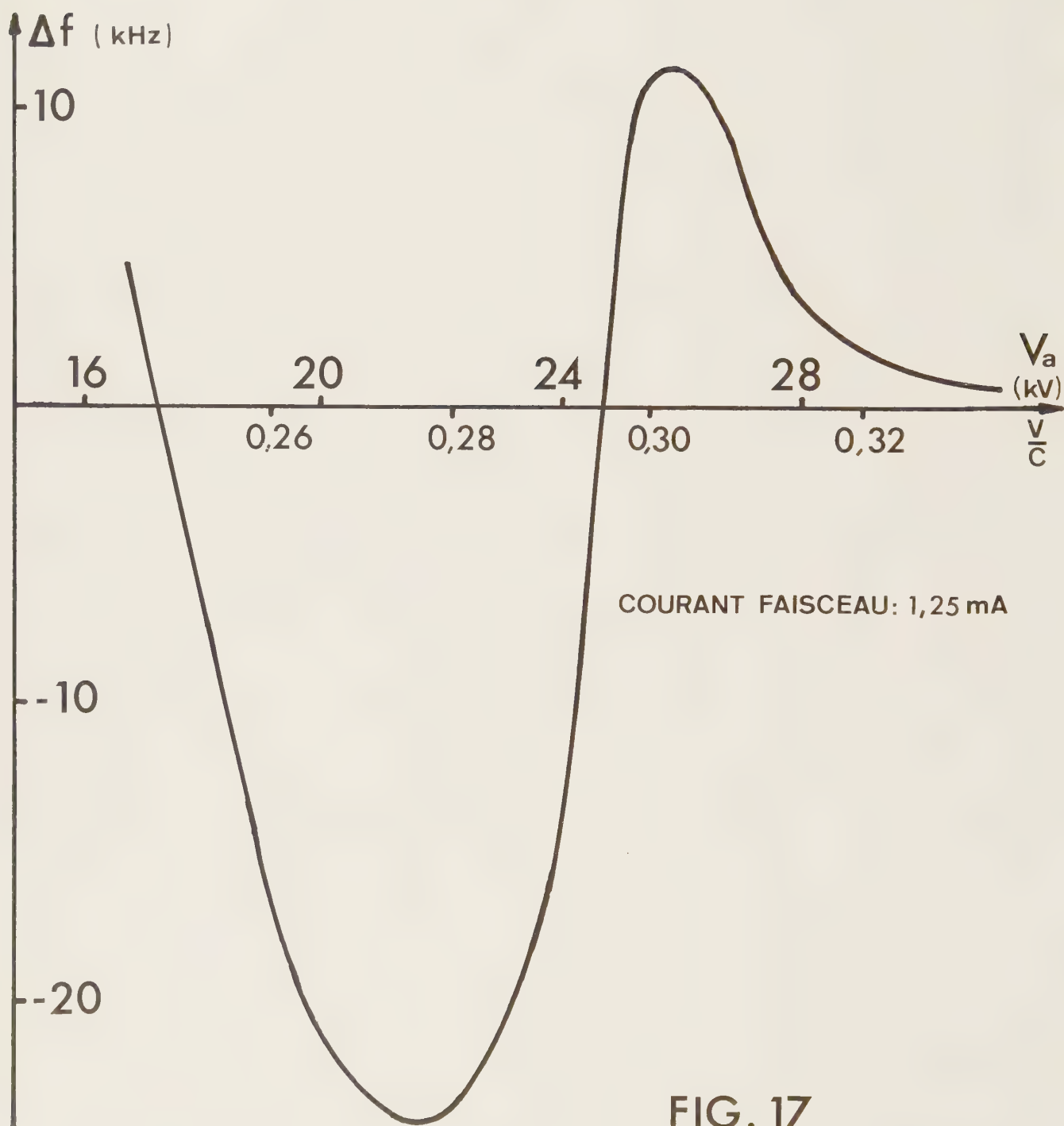


FIG. 17

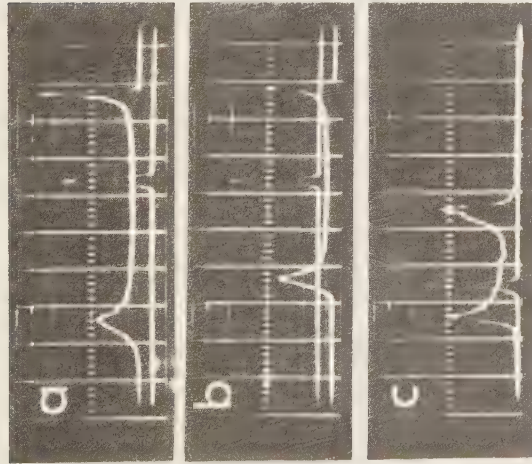


FIGURE 18

Evolution des spectres en fonction de la vitesse du faisceau. Sensibilité horizontale 0,6 MeV/div.

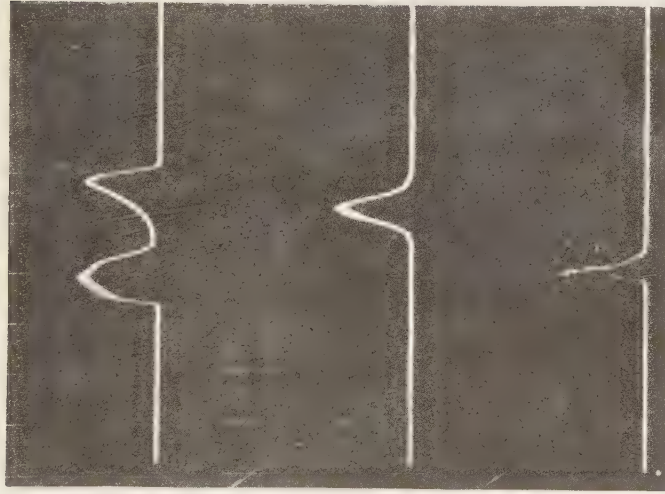


FIGURE 19

Vérification du bon fonctionnement du déflecteur.

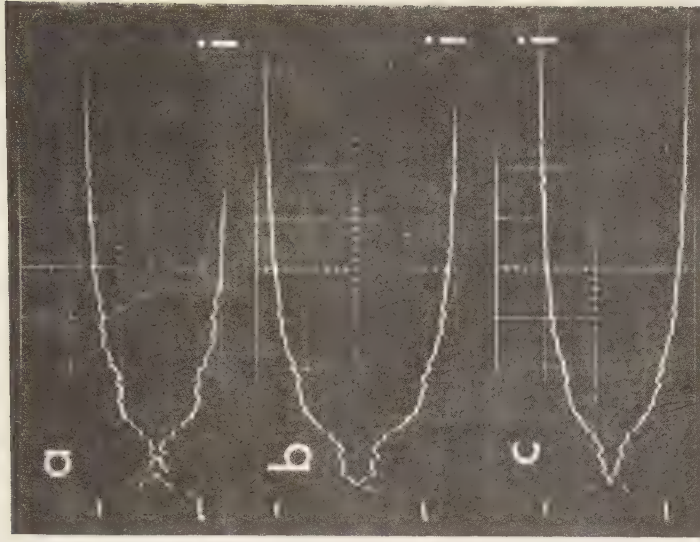


FIGURE 20

Régime transitoire à l'injection de particules non groupées - Mode $2\pi/3$. Echelle 0,5 μ s/div.

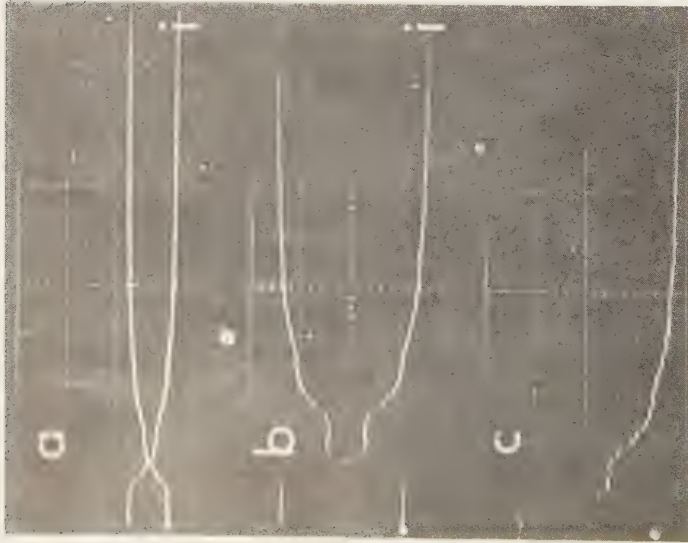


FIGURE 21

Phénomènes transitoires en différents points du guide. Mode $2\pi/3$. Echelle : 0,5 $\mu\text{s}/\text{div}$.

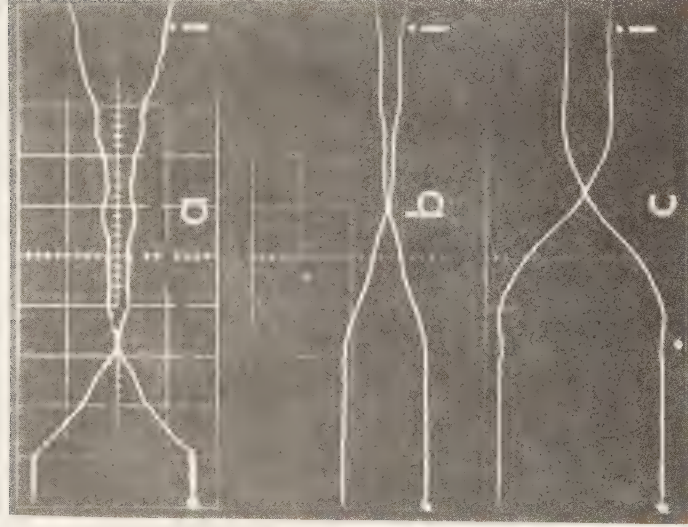


FIGURE 22

Etude des retards à l'entrée (c), et au tiers de la longueur (b) par rapport à la sortie du guide (a). Echelle : 0,1 $\mu\text{s}/\text{div}$.

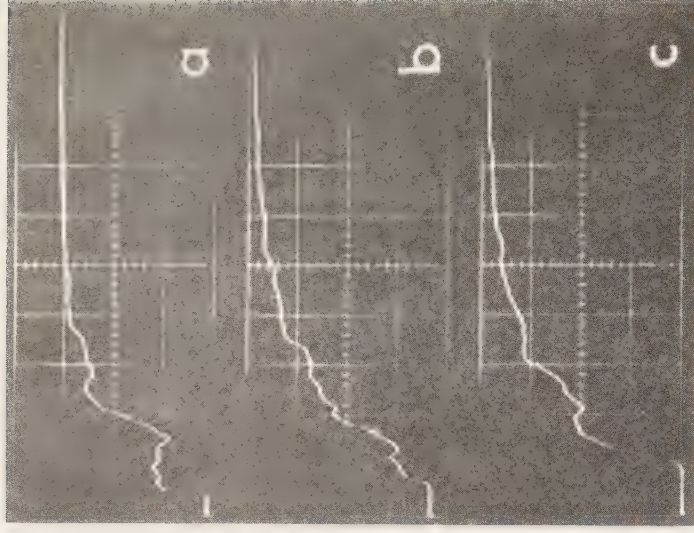


FIGURE 23

Phénomènes transitoires à l'injection de HF dans la cavité. (a) à l'entrée. (b) au tiers de la longueur. (c) à la sortie. Echelle : 0,5 $\mu\text{s}/\text{div}$.

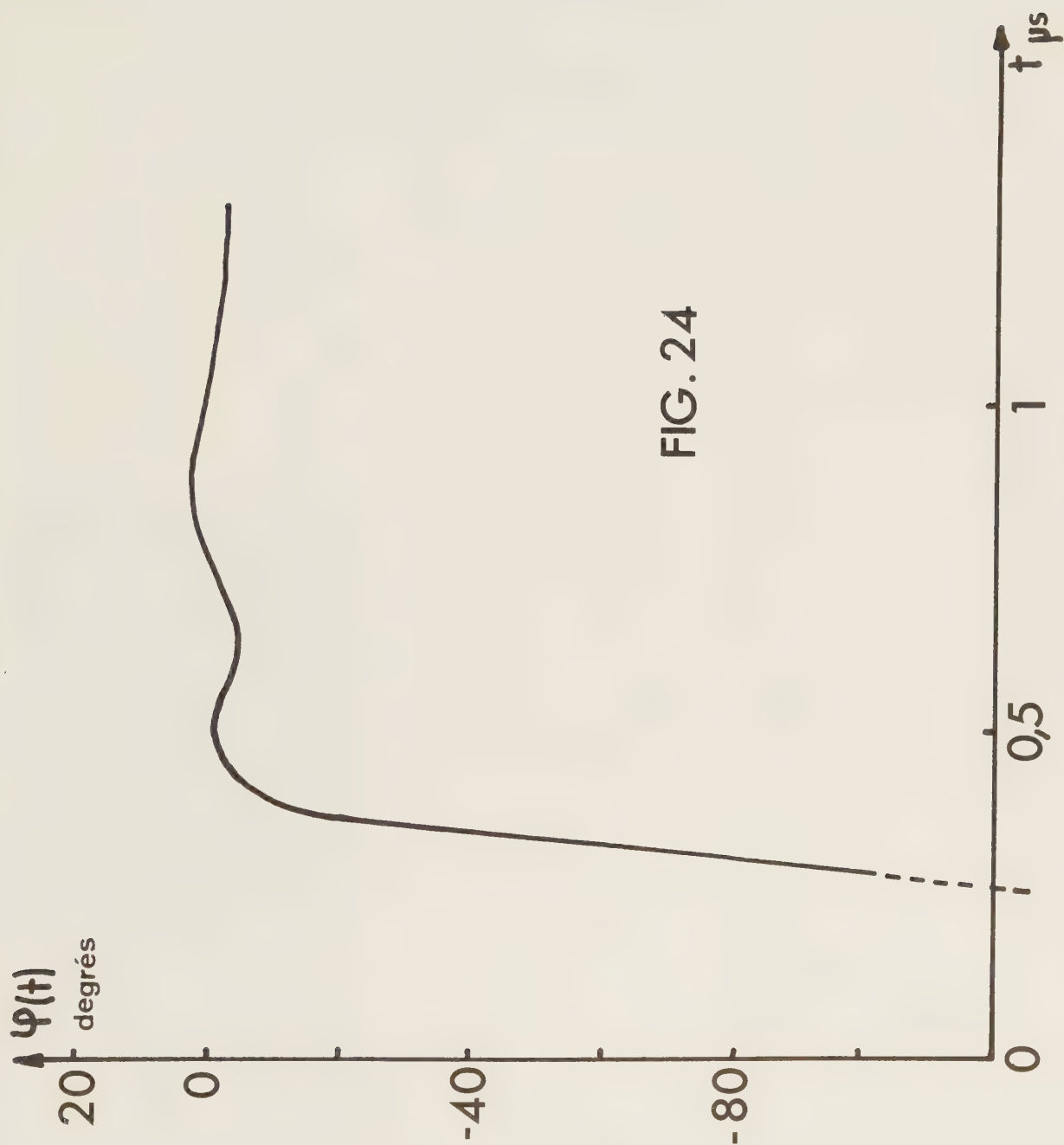
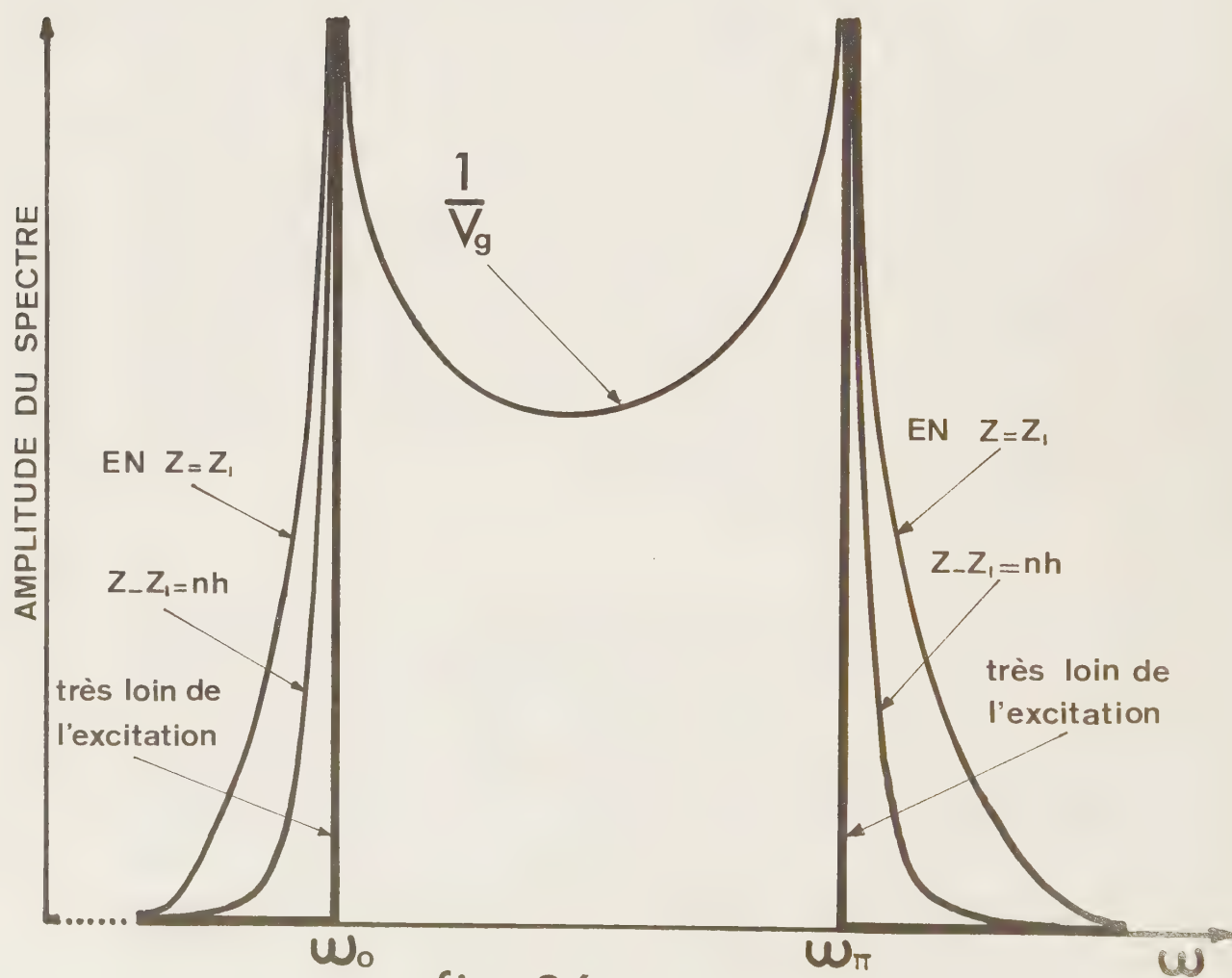
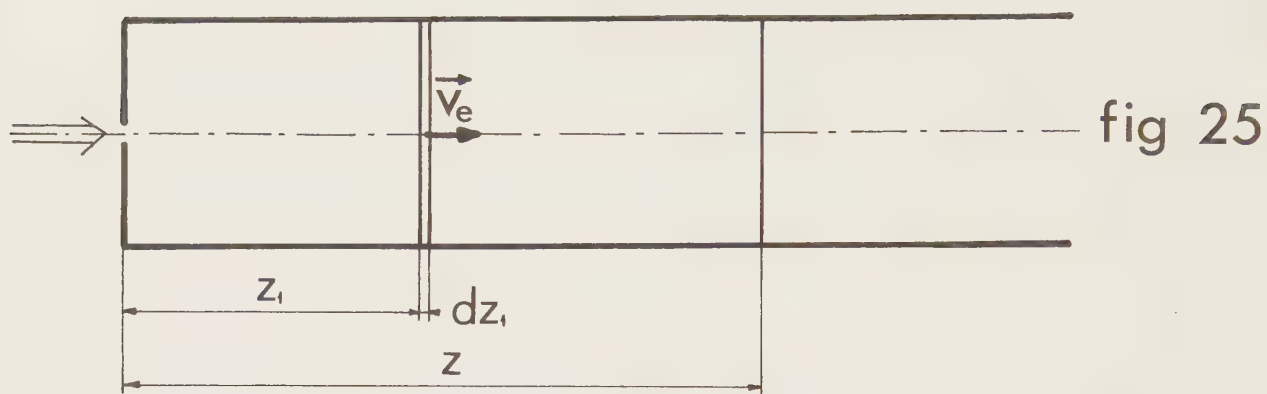


FIG. 24



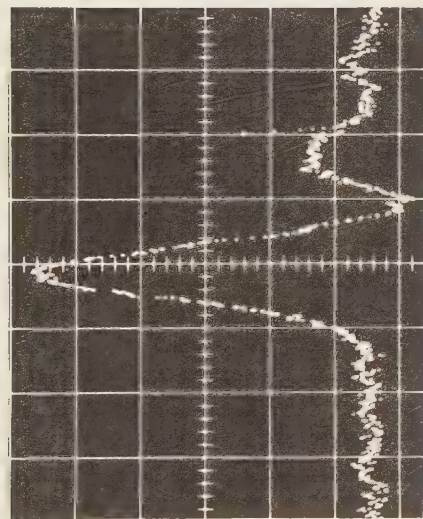


FIG. 27

200 ps/div.

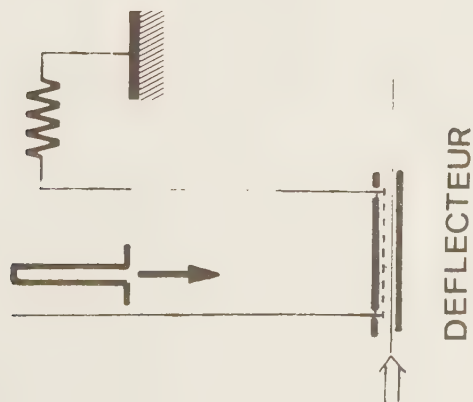


FIG. 28

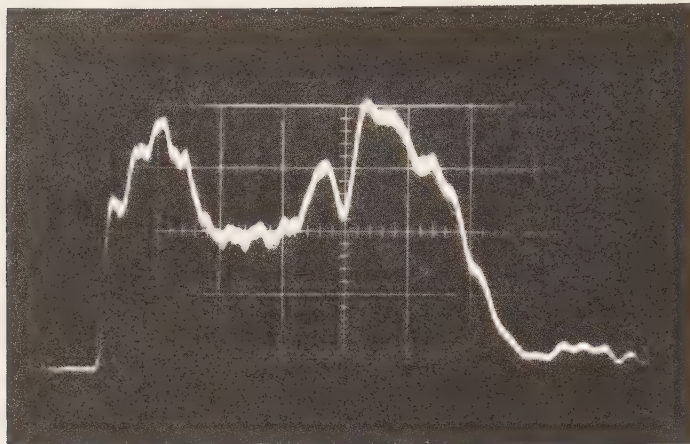


FIGURE 29
Echelle 50 ns/div.

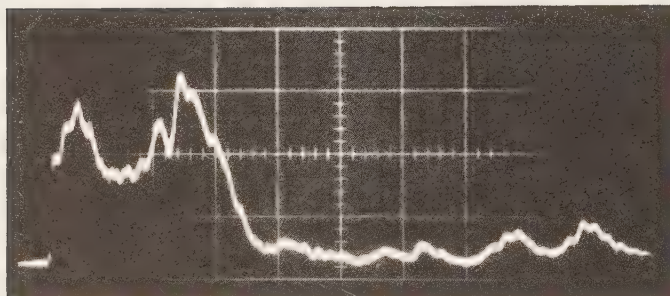


FIGURE 30
Echelle 100 ns/div.

RAYONNEMENT CREE PAR UN PAQUET A LA
SORTIE DU GUIDE

AMPLITUDE DU RAYONNEMENT D'UN PAQUET
OBSERVE A LA SORTIE DE LA SECTION

[THEORIE]

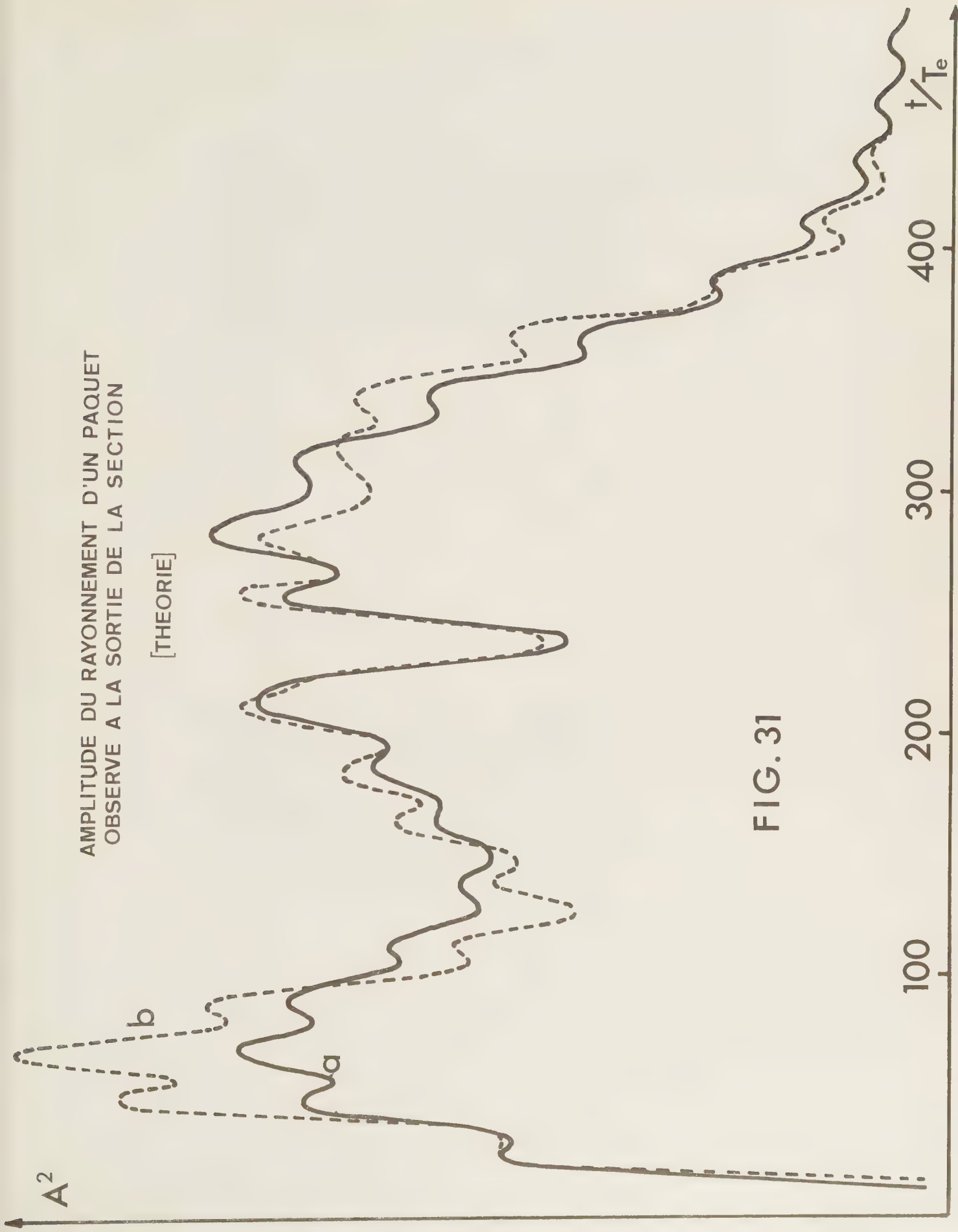
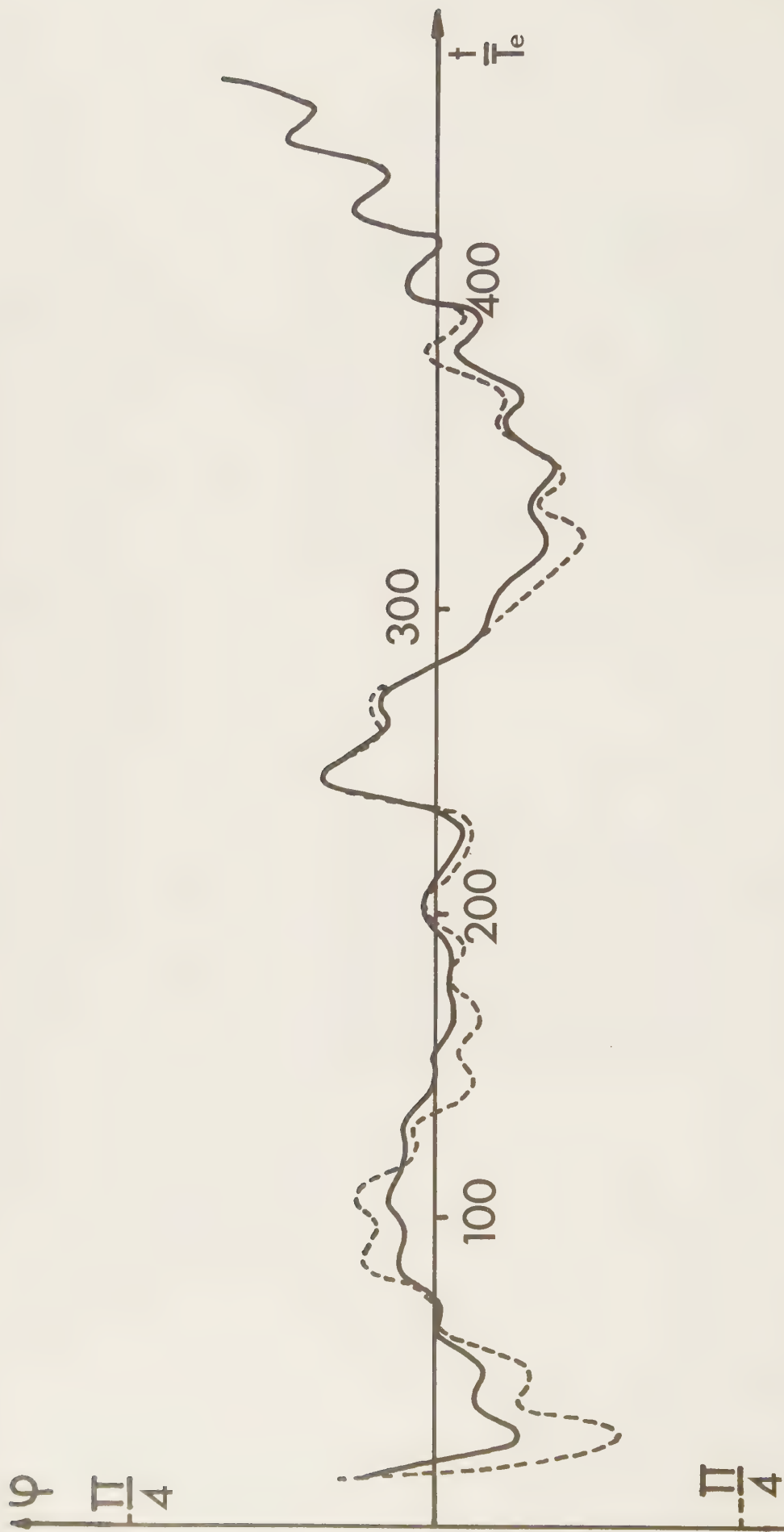


FIG. 31



PHASE DU RAYONNEMENT D'UN PAQUET OBSERVE A LA SORTIE DE LA SECTION [THEORIE]

FIG. 32

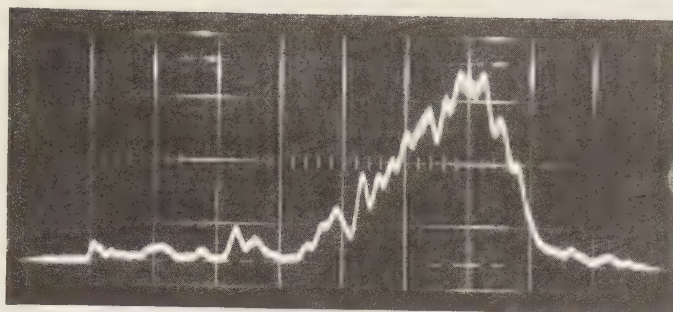


FIGURE 33

Rayonnement créé par un paquet, à l'entrée du guide. Mode $2\pi/3$. Echelle : 100 ns/div.

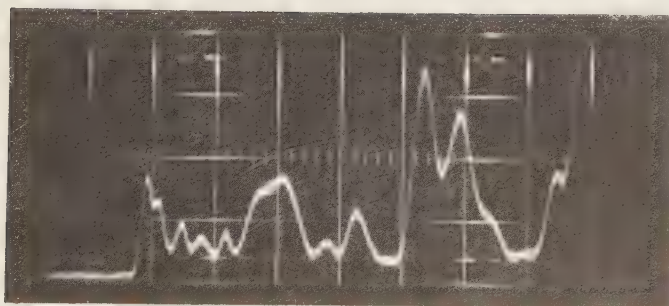
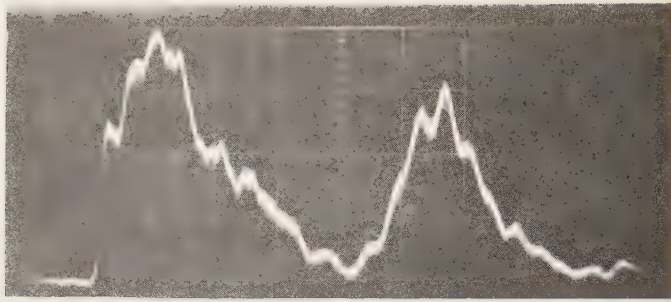
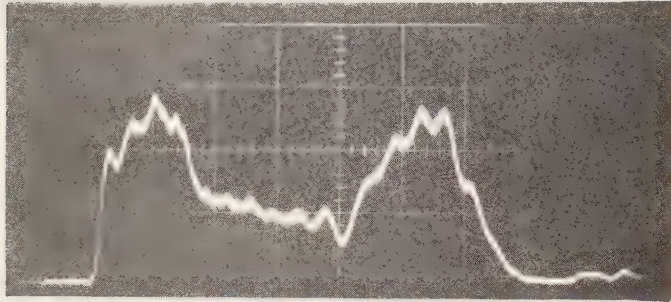


FIGURE 34

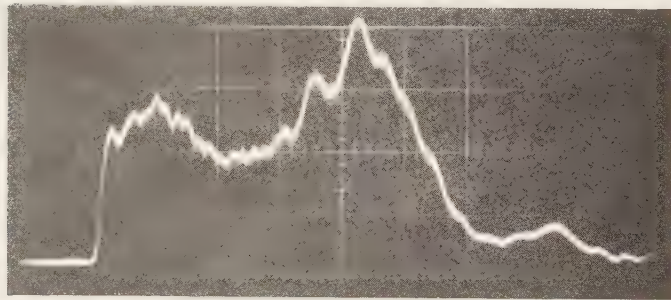
Premiers instants du rayonnement à l'entrée du guide. Echelle : 50 ns/div.



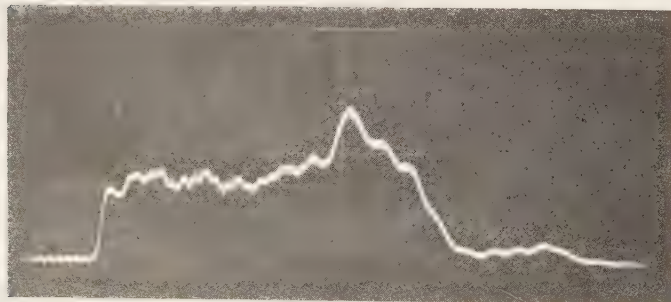
Mode 0,700 π
Vitesse 0,276 c



Mode 0,683 π
Vitesse 0,283 c



Mode 0,652 π
Vitesse 0,297 c



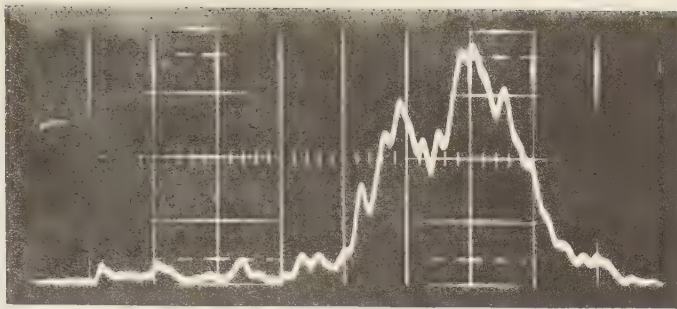
Mode 0,639 π
Vitesse 0,303 c



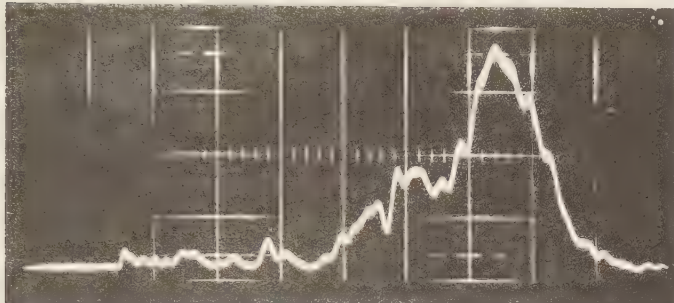
Mode 0,626 π
Vitesse 0,309 c

FIGURE 35

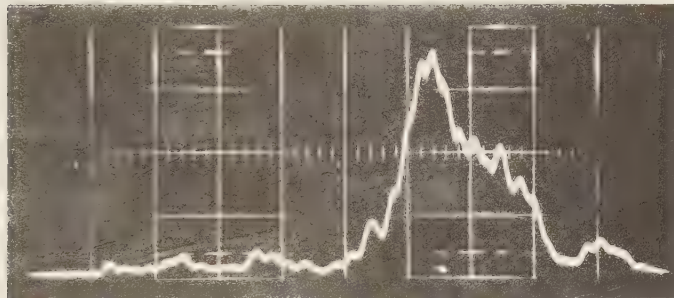
Etude du rayonnement à la sortie du guide en fonction de la vitesse du paquet. Echelle 50 ns/div.



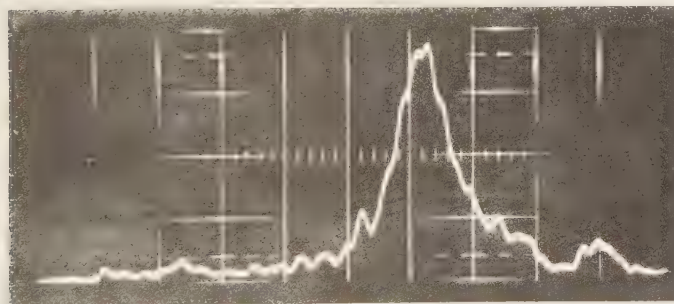
Mode 0,700 π
Vitesse 0,276 c



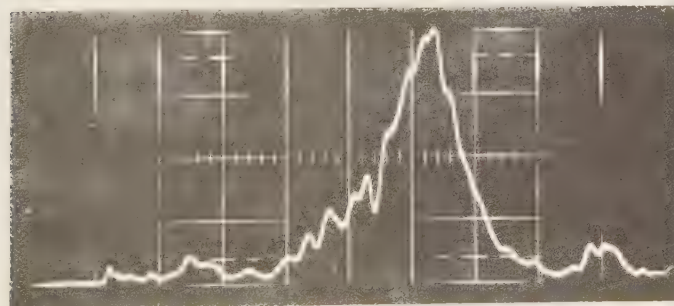
Mode 0,683 π
Vitesse 0,283 c



Mode 0,652 π
Vitesse 0,297 c



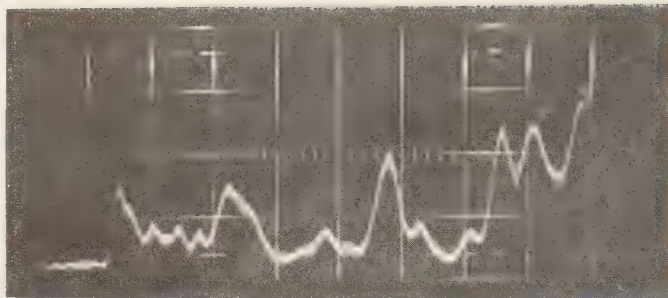
Mode 0,639 π
Vitesse 0,303 c



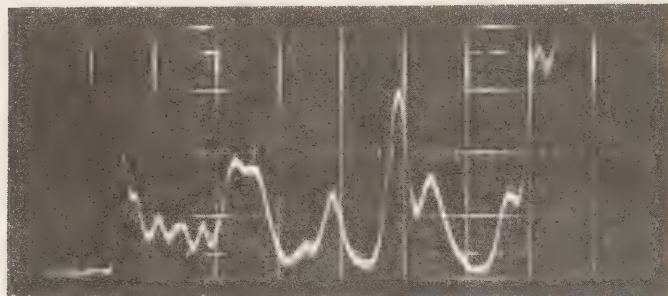
Mode 0,626 π
Vitesse 0,309 c

FIGURE 36

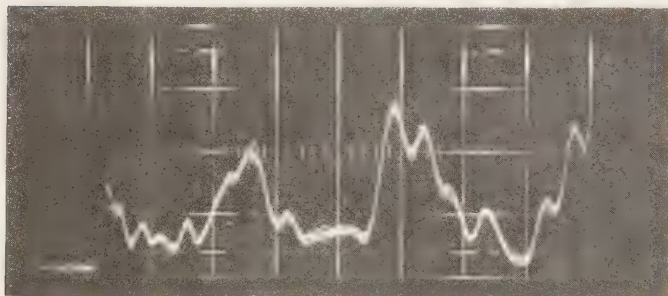
Etude du rayonnement à l'entrée du guide en fonction de la vitesse du paquet. Echelle 50 ns/div.



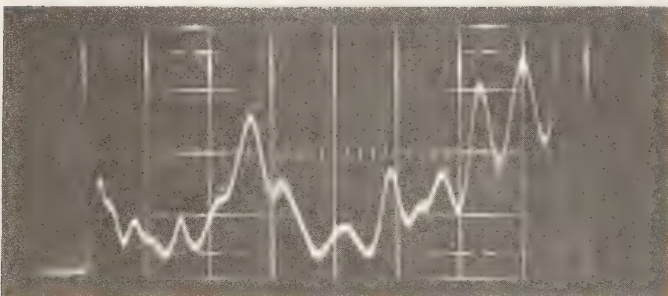
Mode 0,700 π
Vitesse 0,276 c



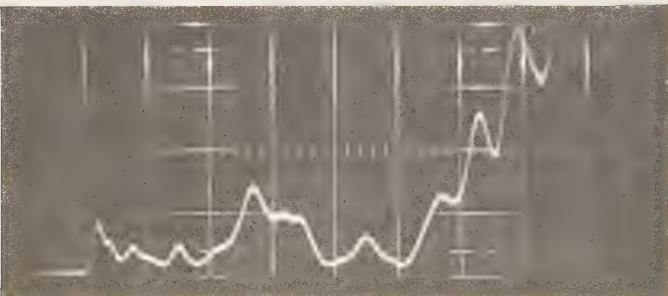
Mode 0,683 π
Vitesse 0,283 c



Mode 0,652 π
Vitesse 0,297 c



Mode 0,639 π
Vitesse 0,303 c



Mode 0,626 π
Vitesse 0,309 c

FIGURE 37

Premiers instants du rayonnement à l'entrée du guide.
Echelle 50 ns/div.

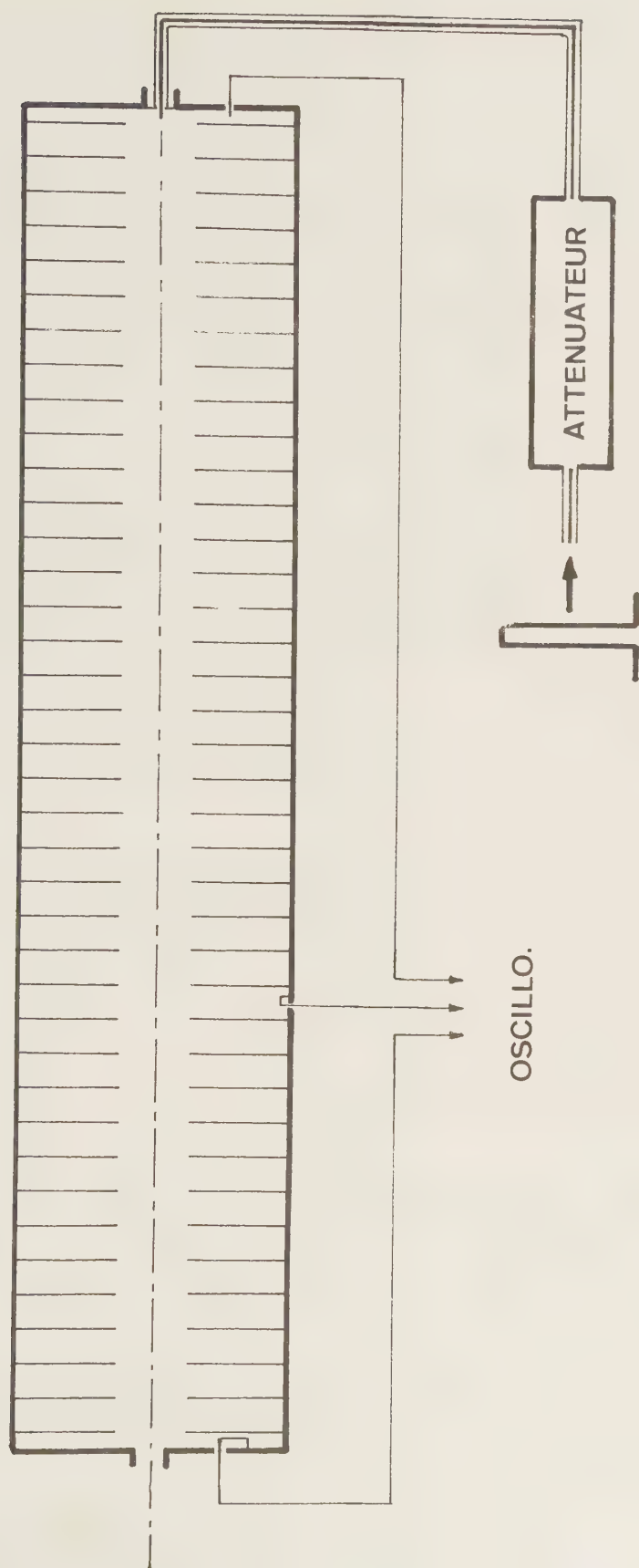


FIG. 38

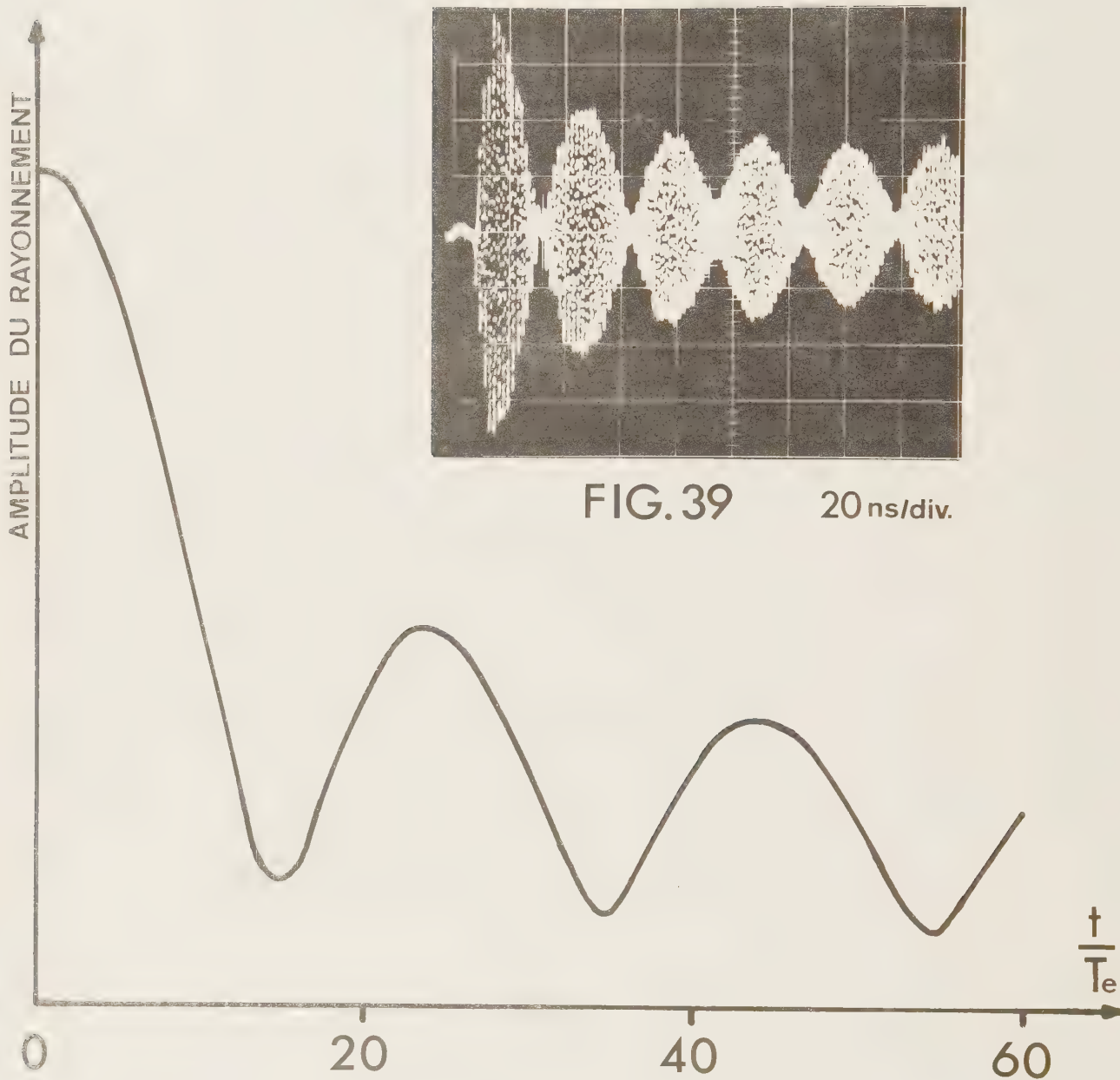


FIG. 40

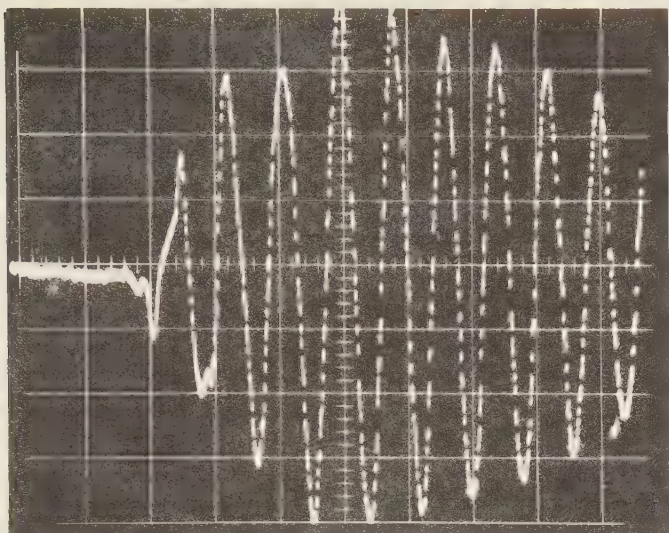


FIGURE 41

Premiers instants de
rayonnement au niveau
de l'excitation.
1 ns/div.

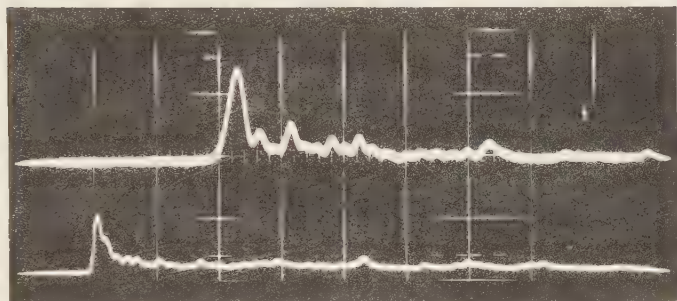


FIGURE 42

100 ns/div.

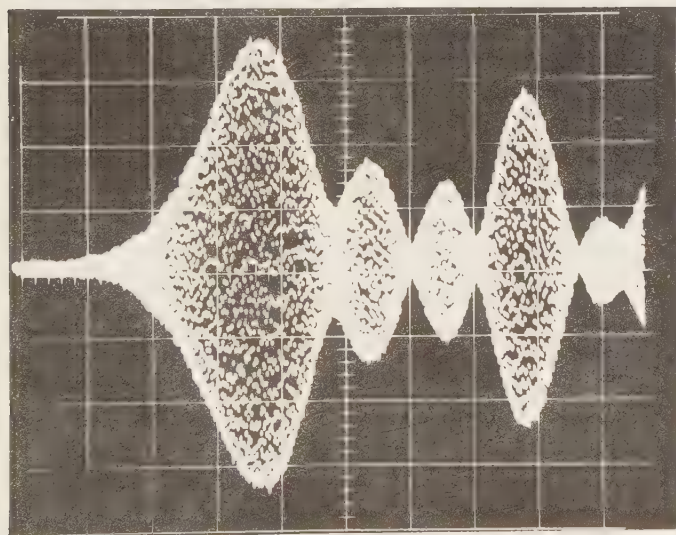


FIGURE 43 a

Rayonnement à l'extrémité
du guide.

20 ns/div.

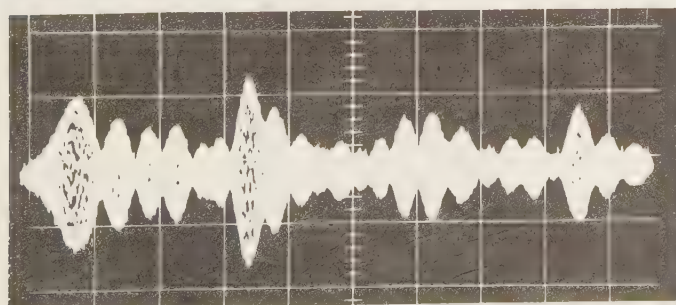


FIGURE 43 b

Rayonnement aux 2/3 de la
longueur du guide.

50 ns/div.

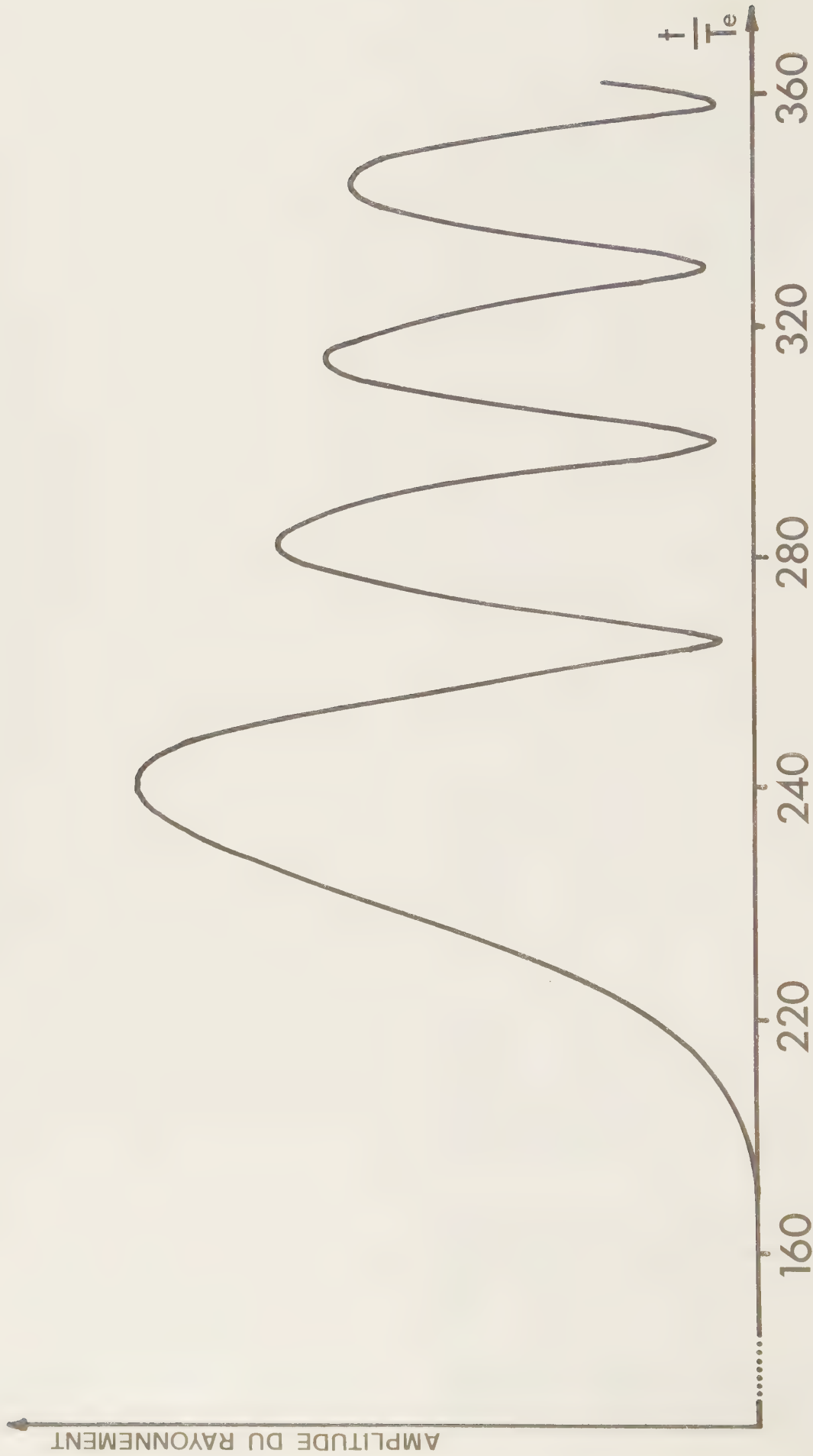


FIG. 44

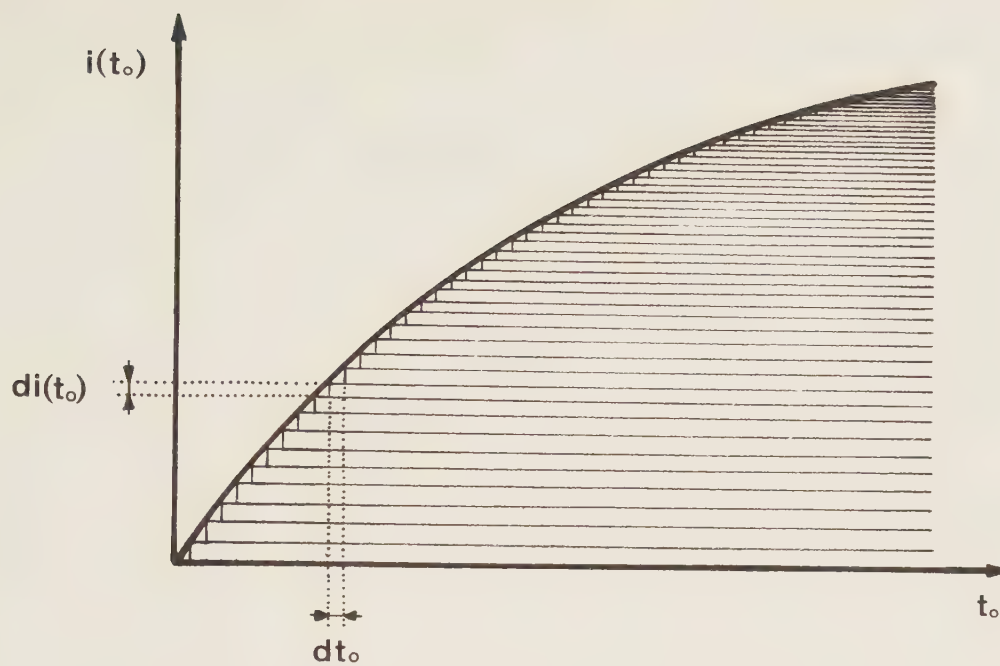


fig 45

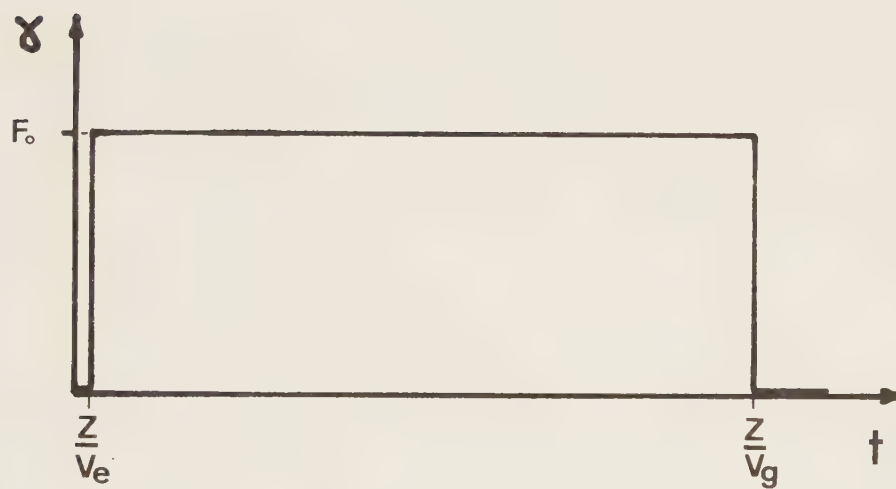


fig 46

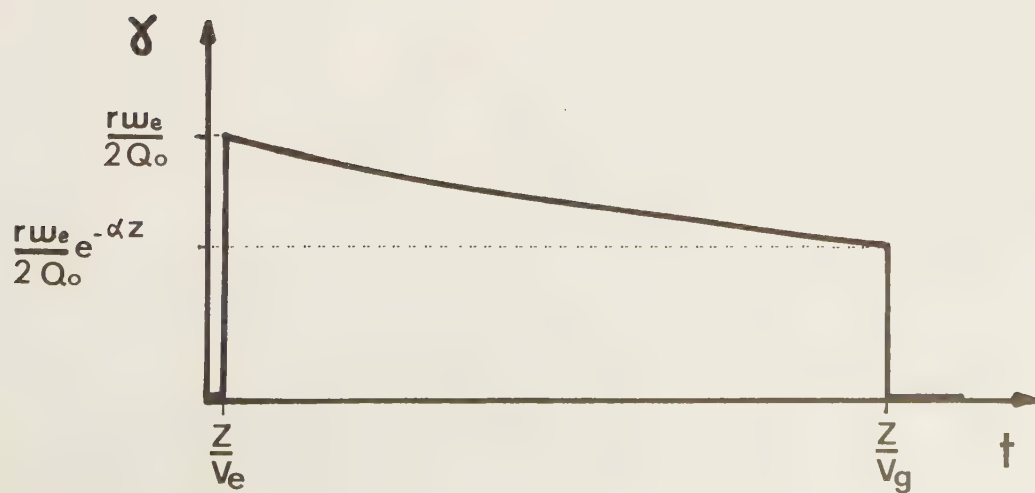
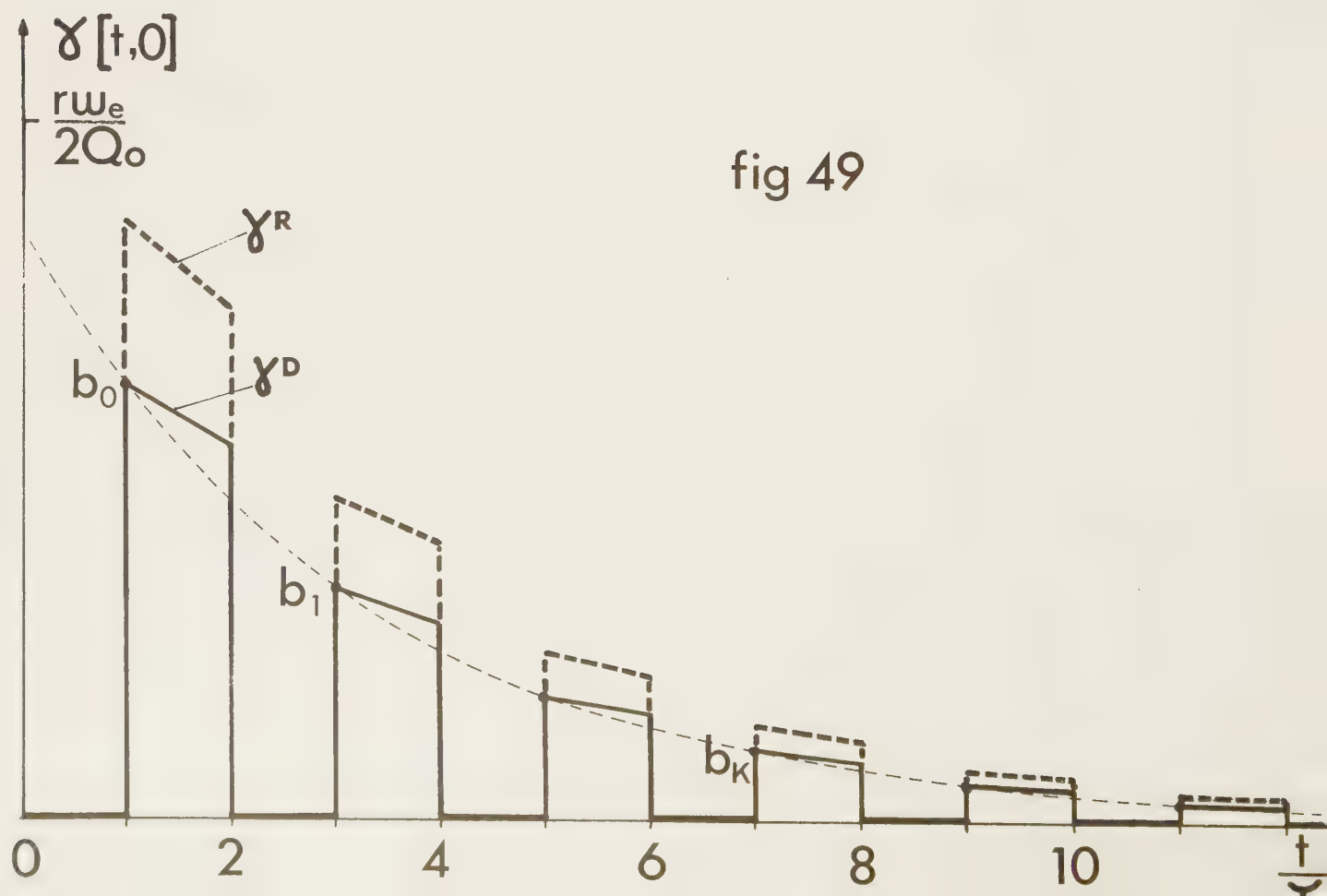
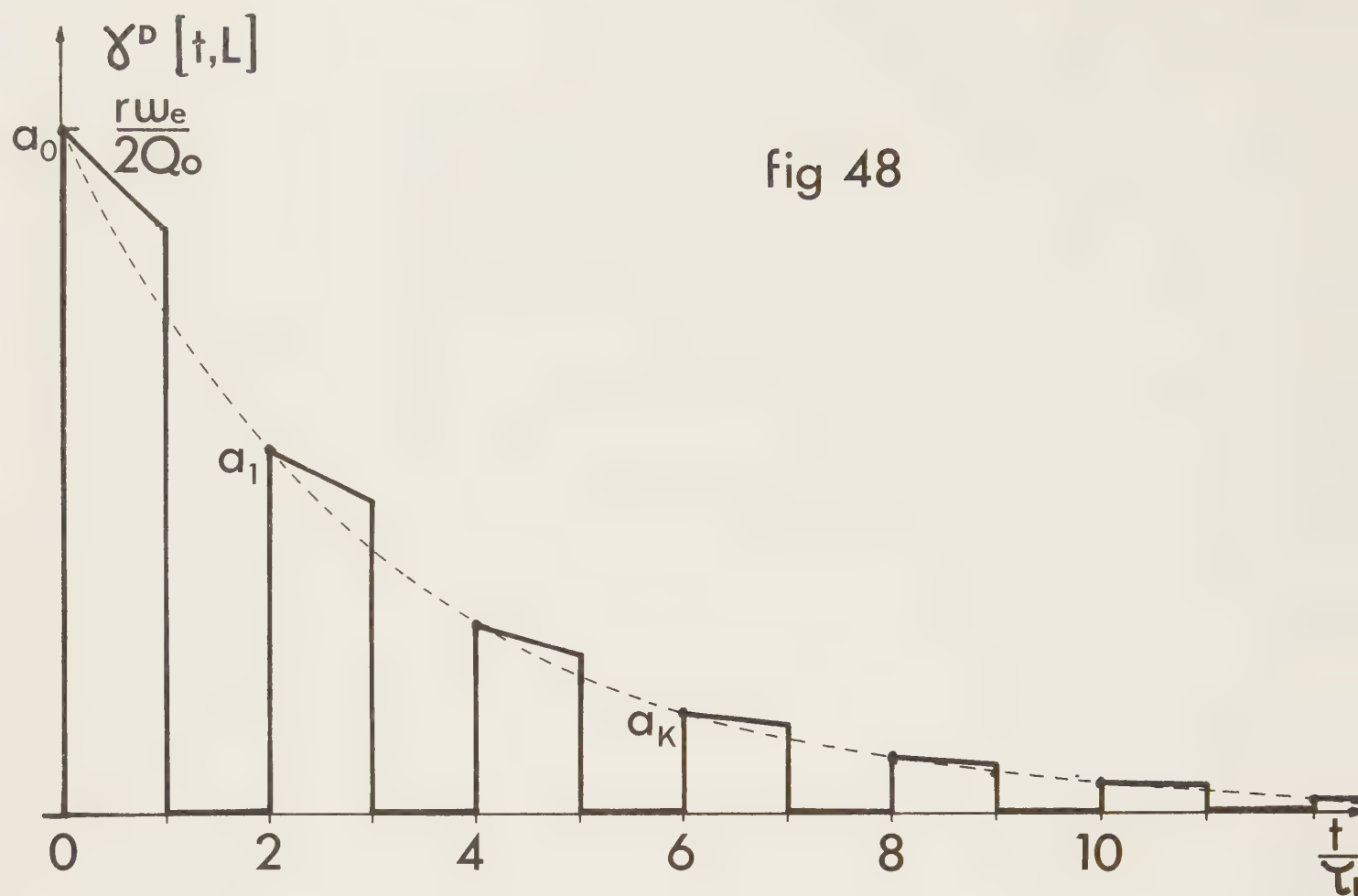


fig 47



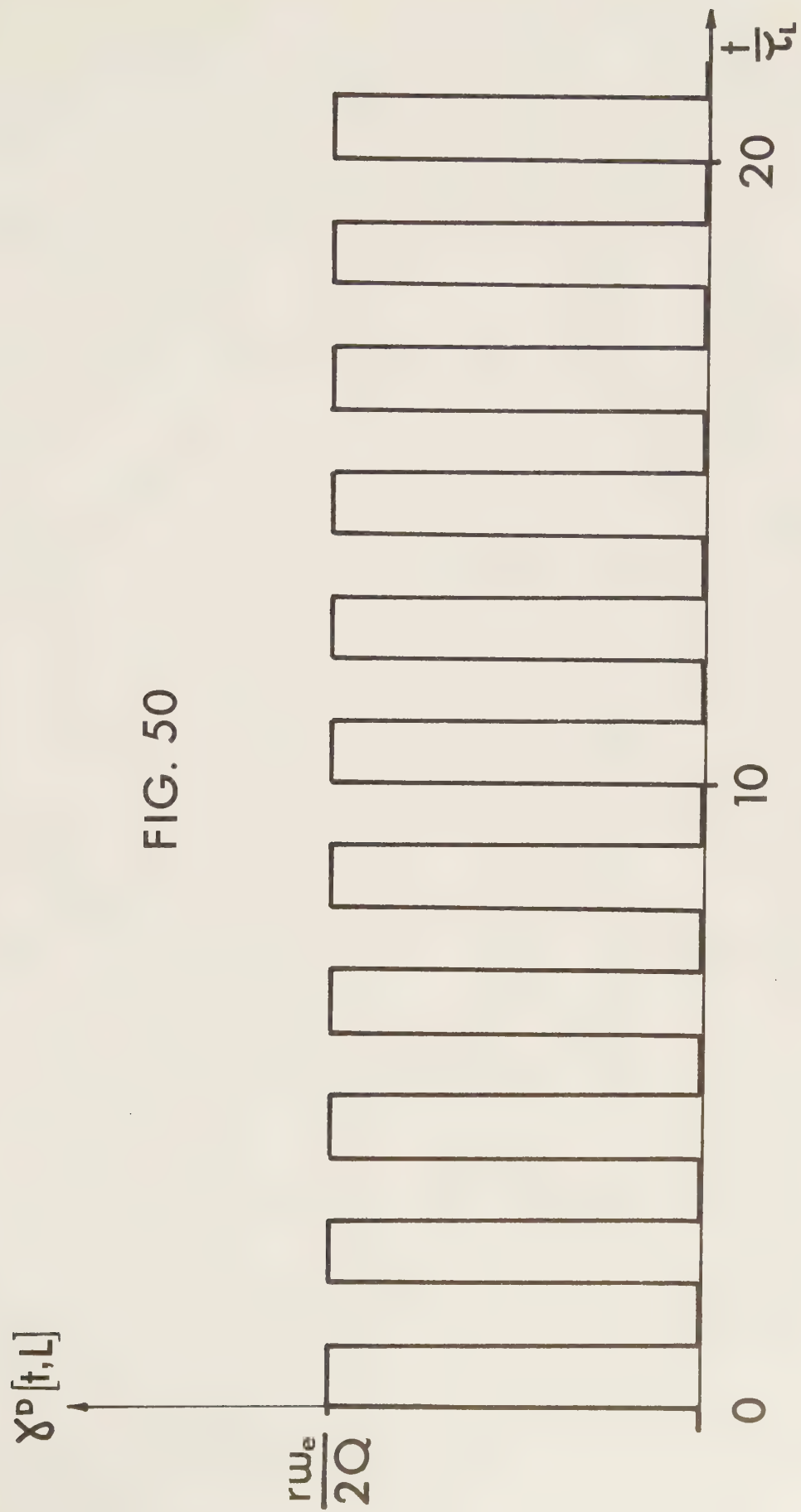


FIG. 50

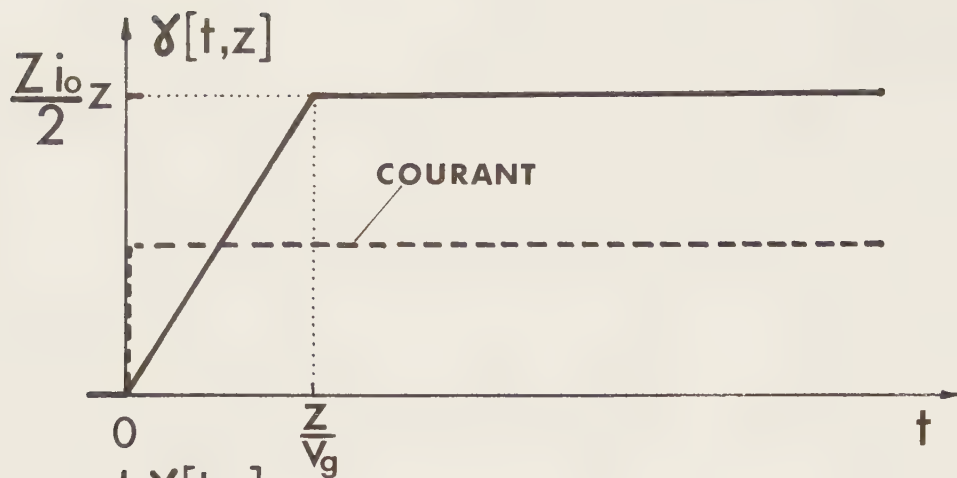


fig 51

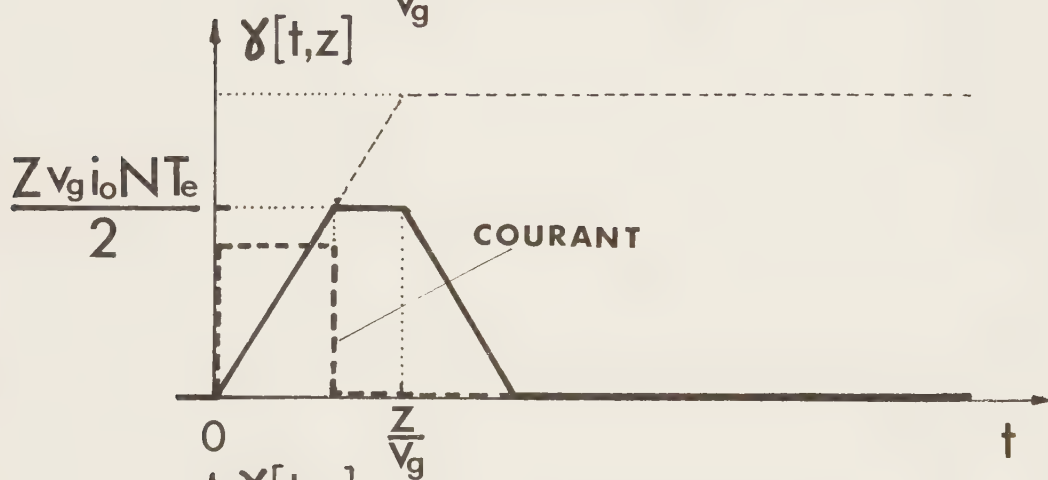


fig 52

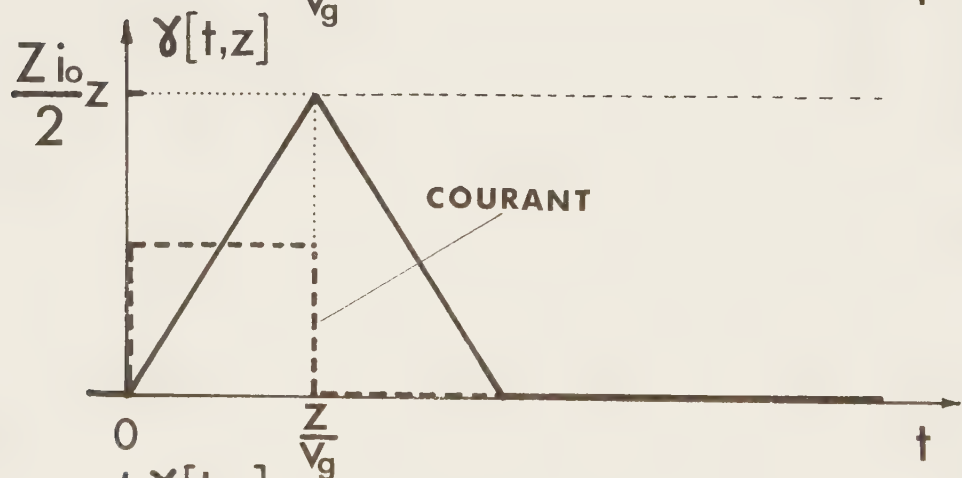


fig 53

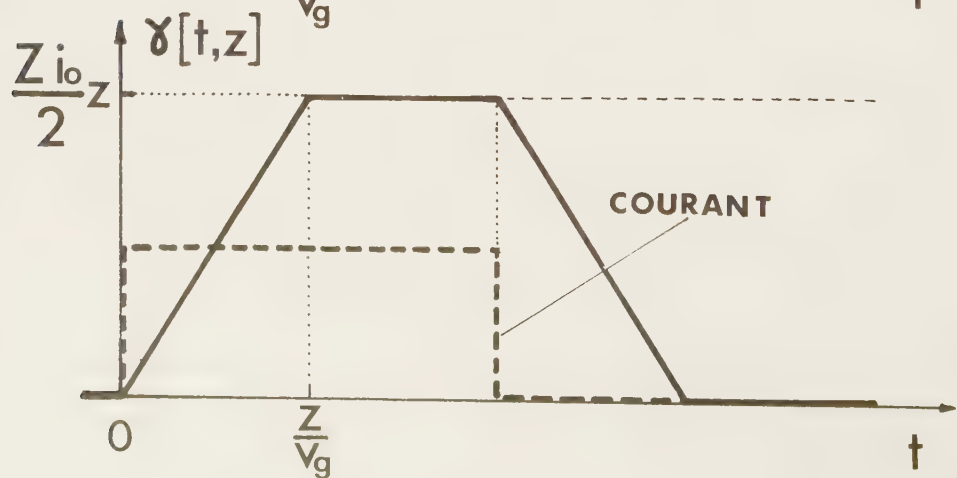
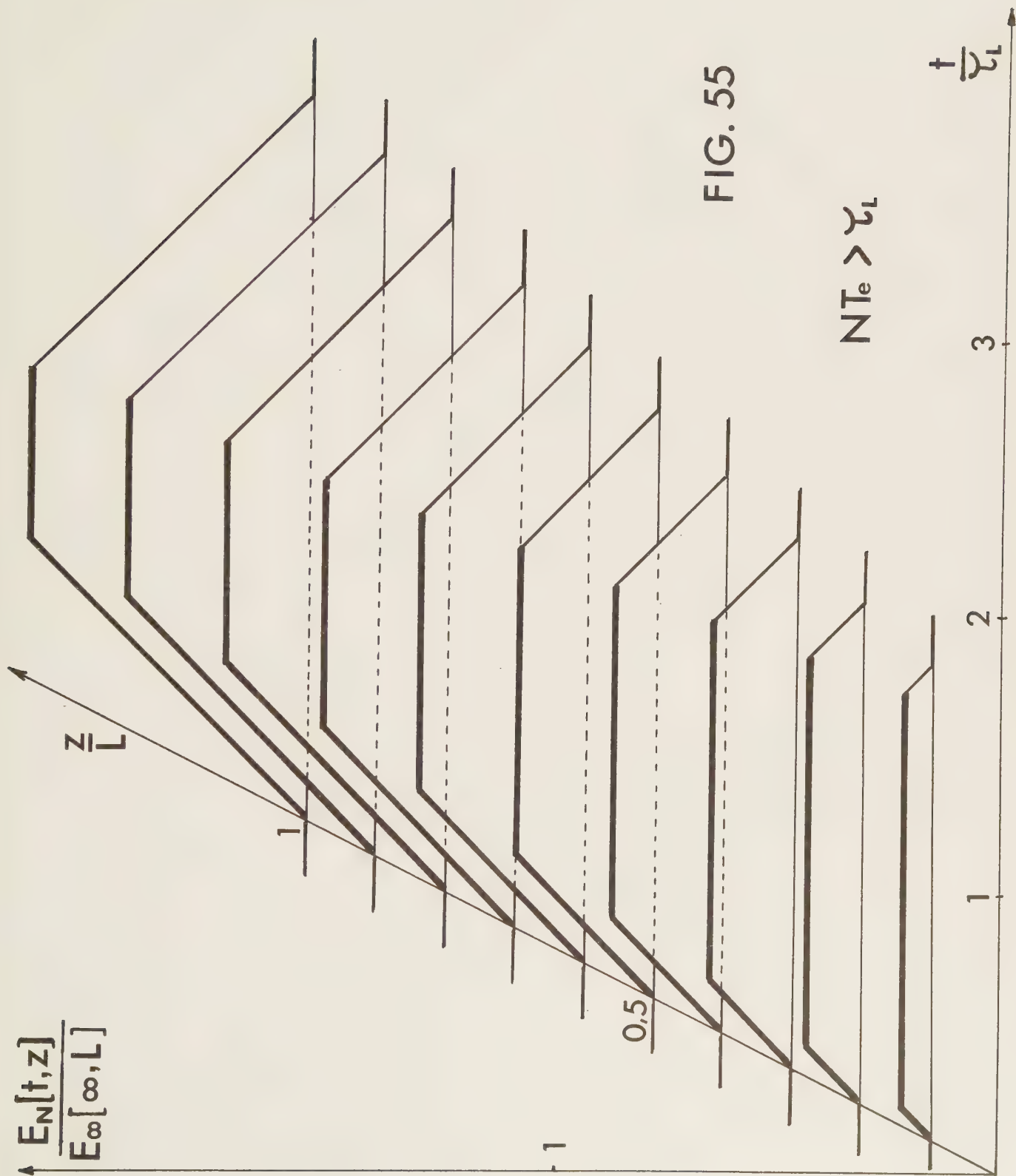
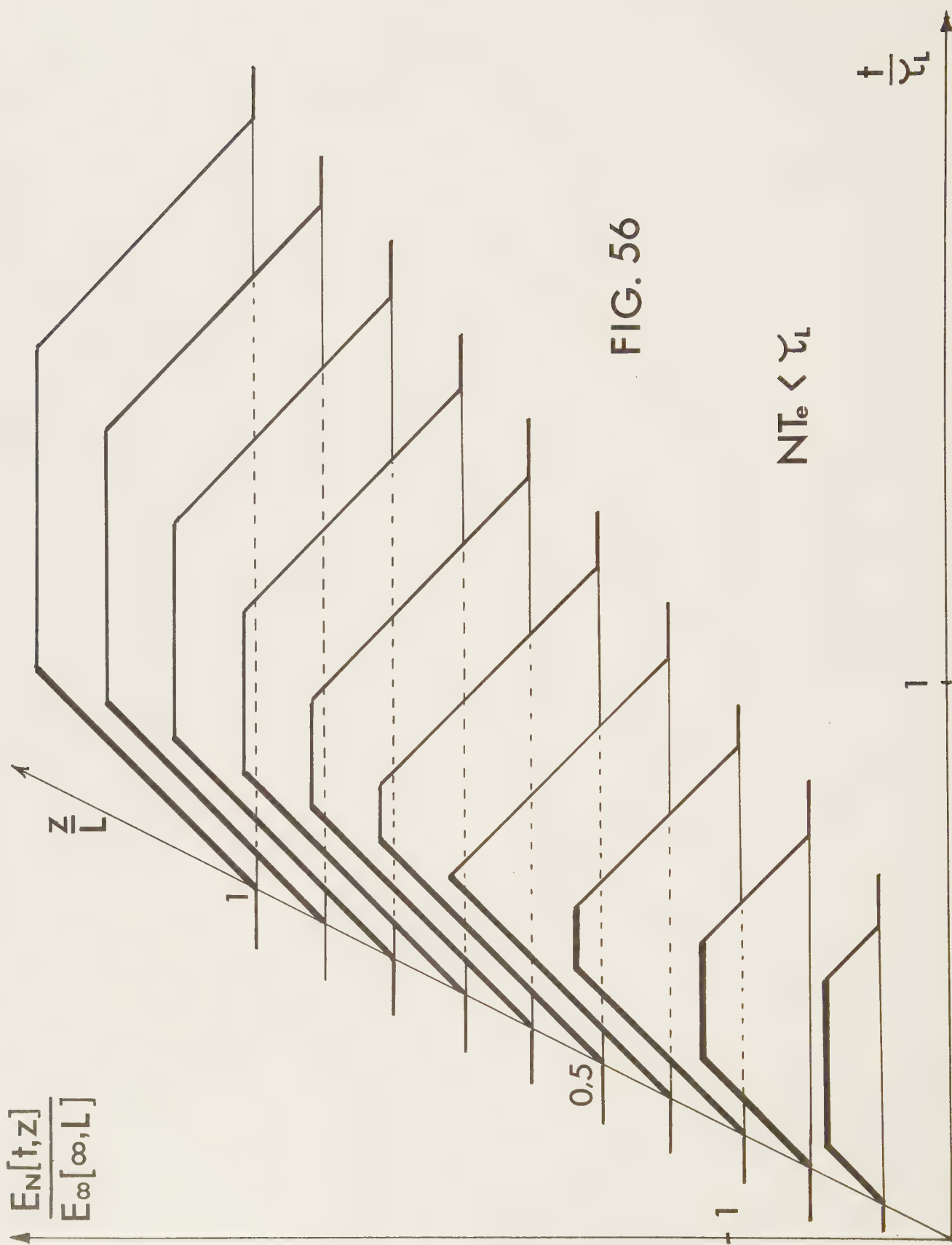


fig 54





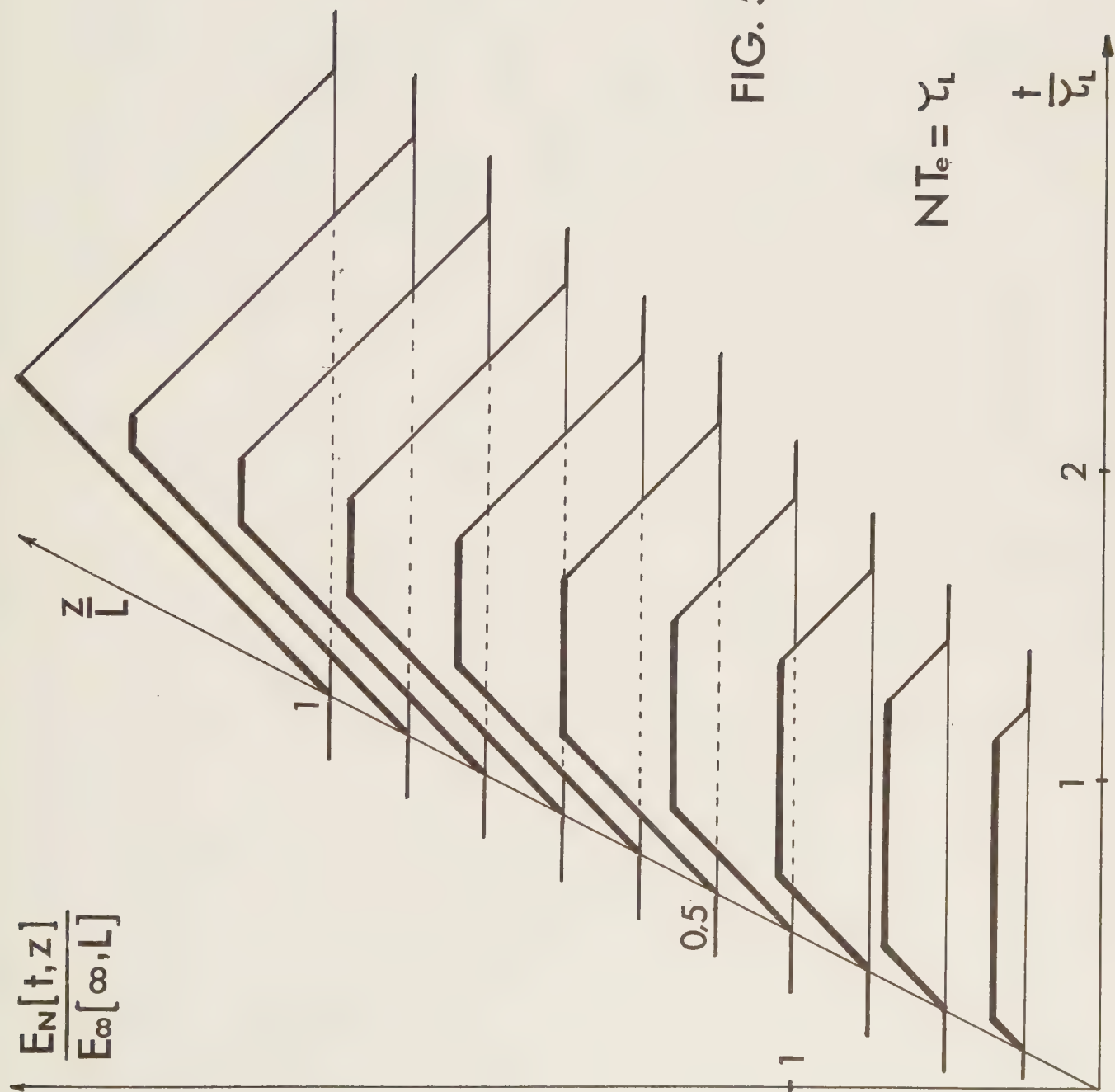


FIG. 57

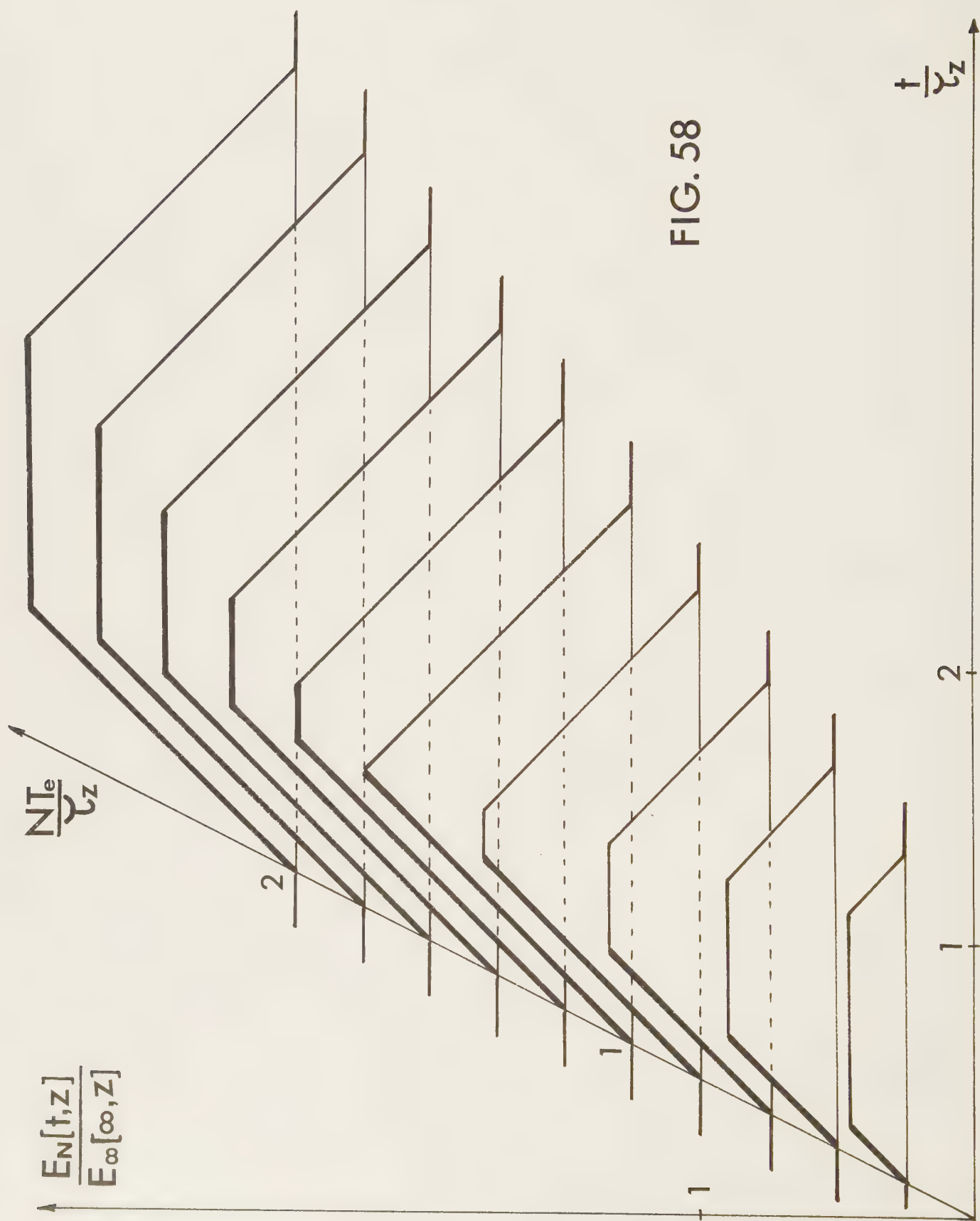


FIG. 58

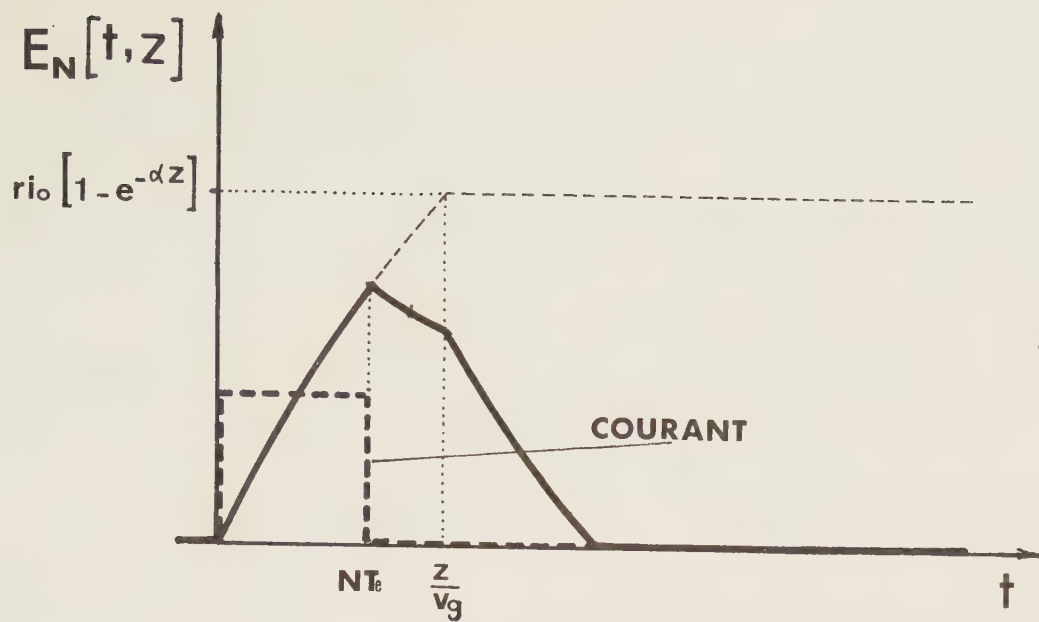


fig 59

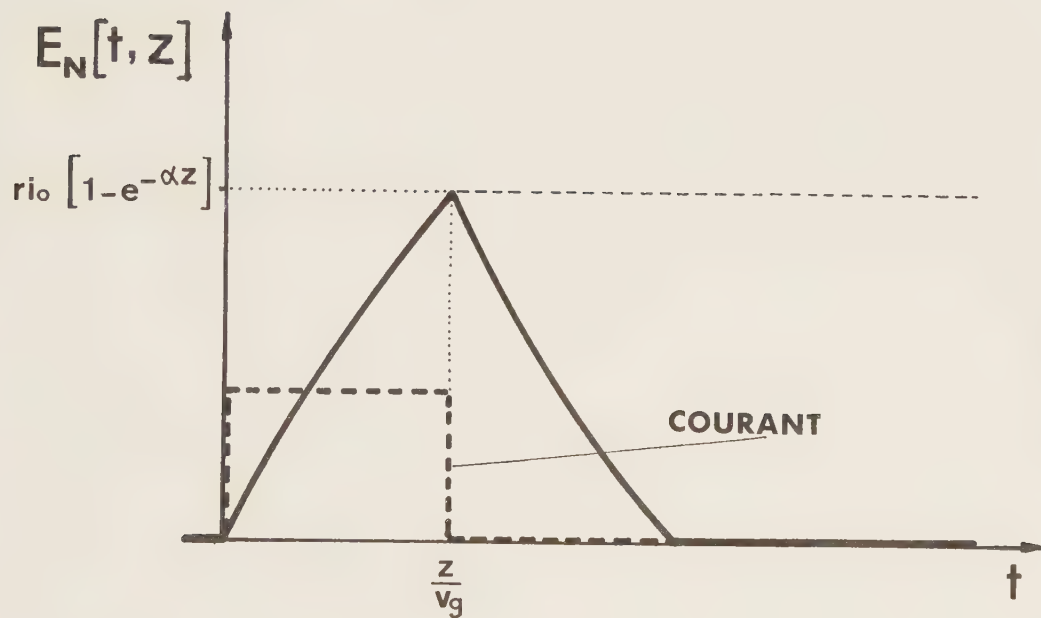


fig 60

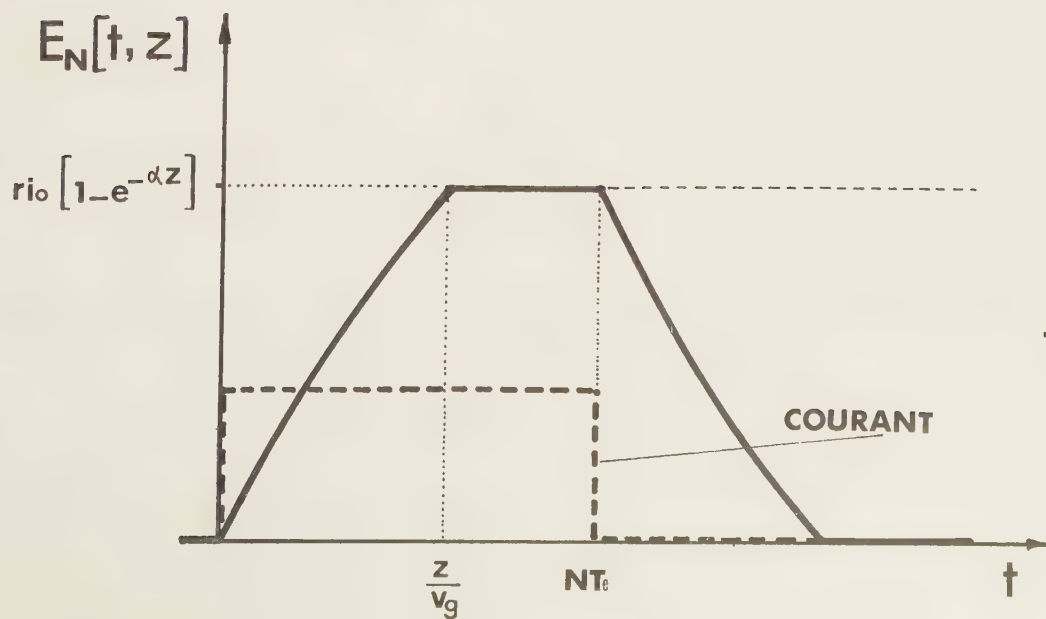


fig 61

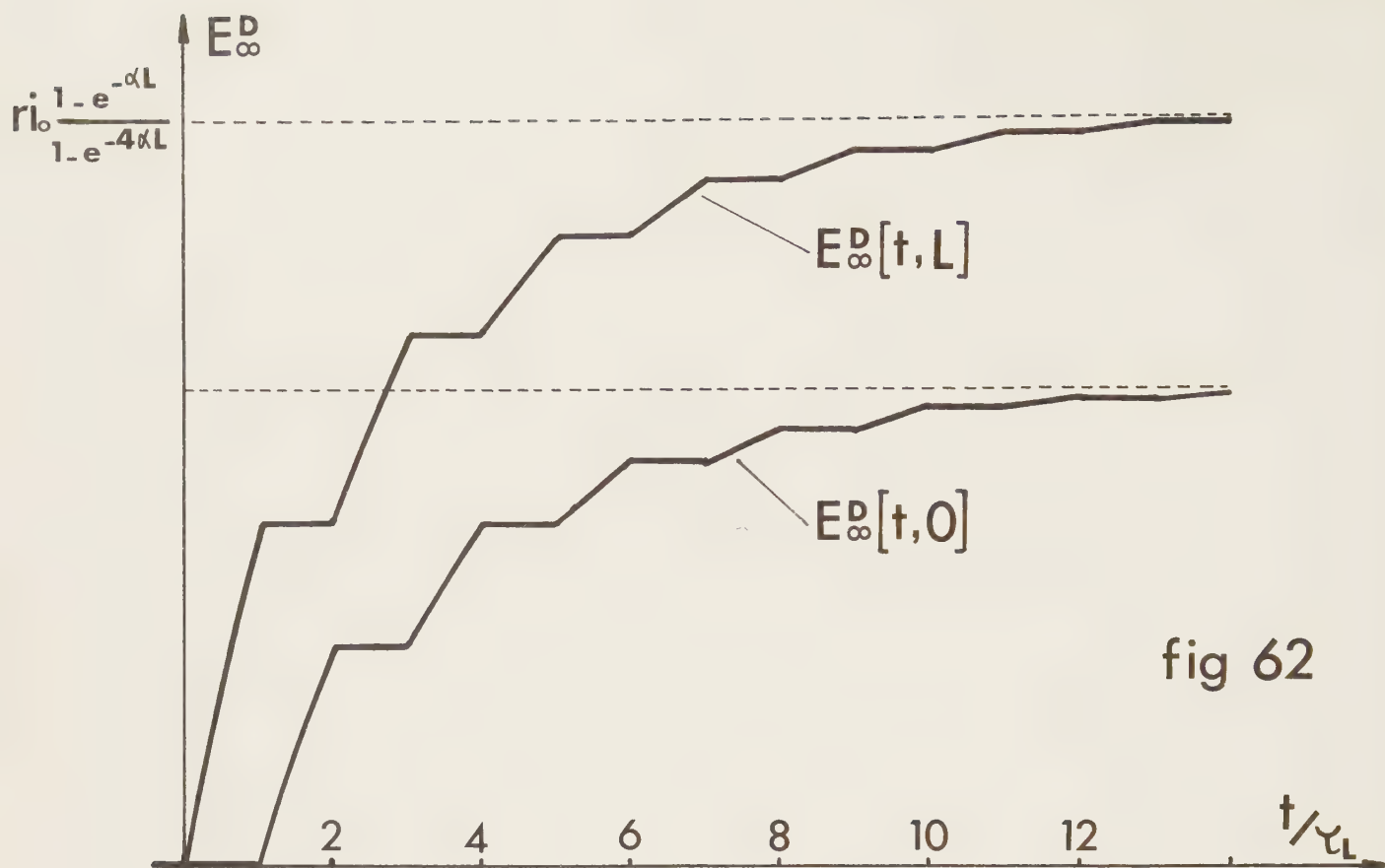


fig 62

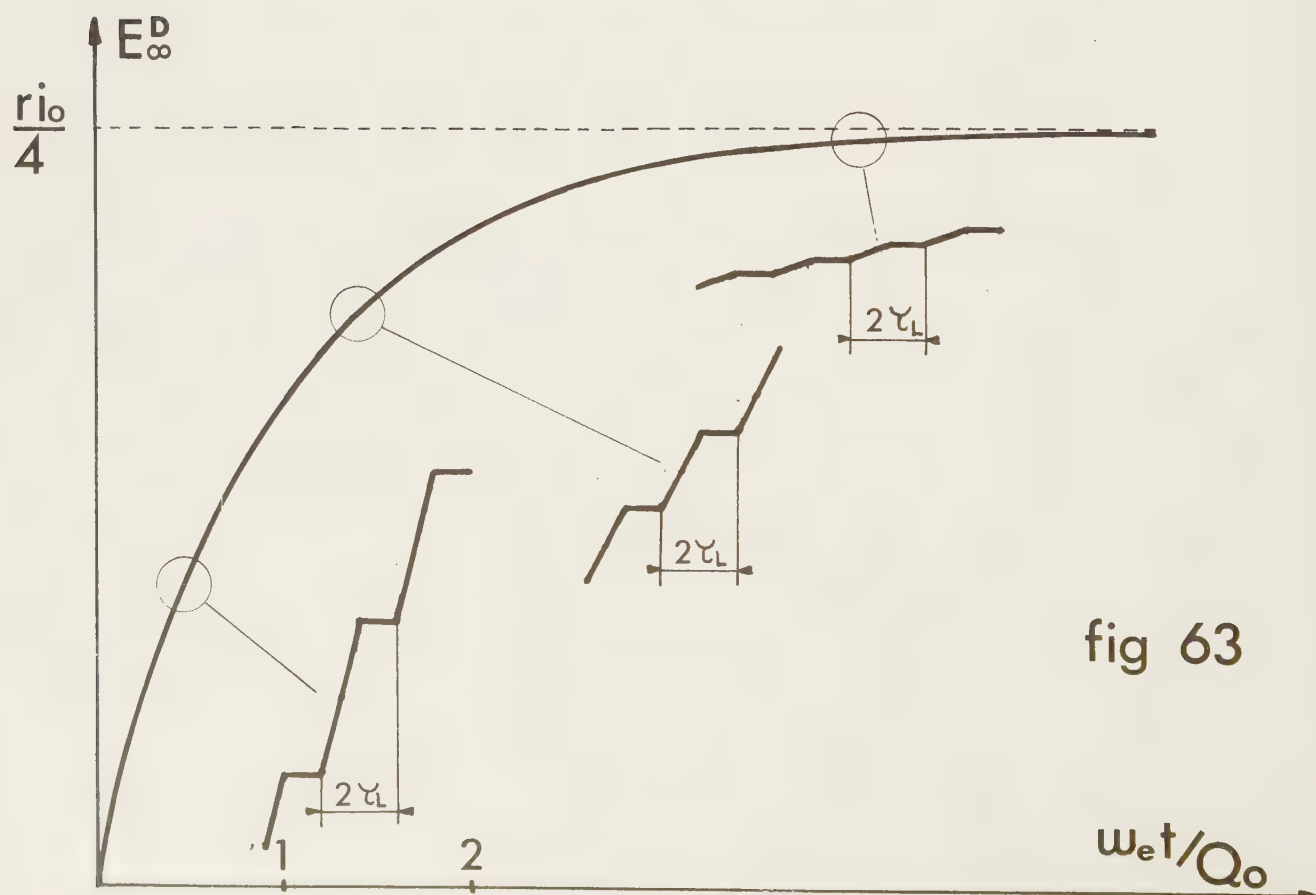


fig 63

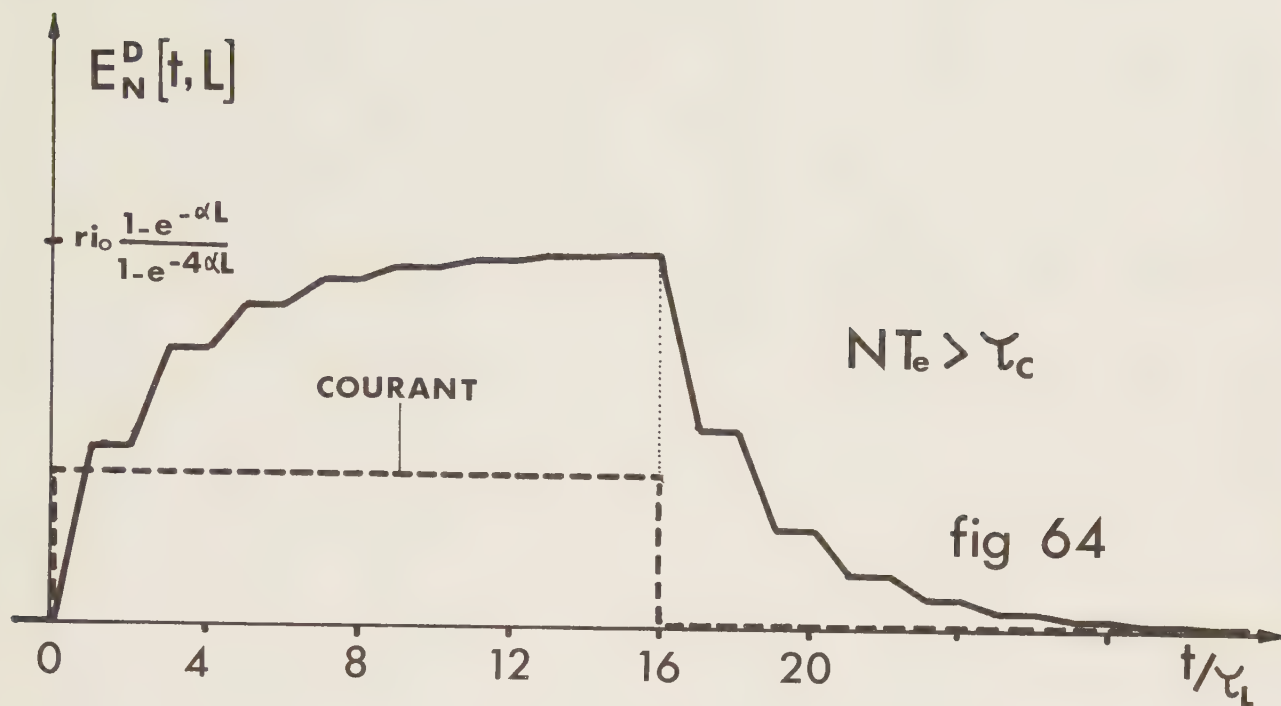


fig 64

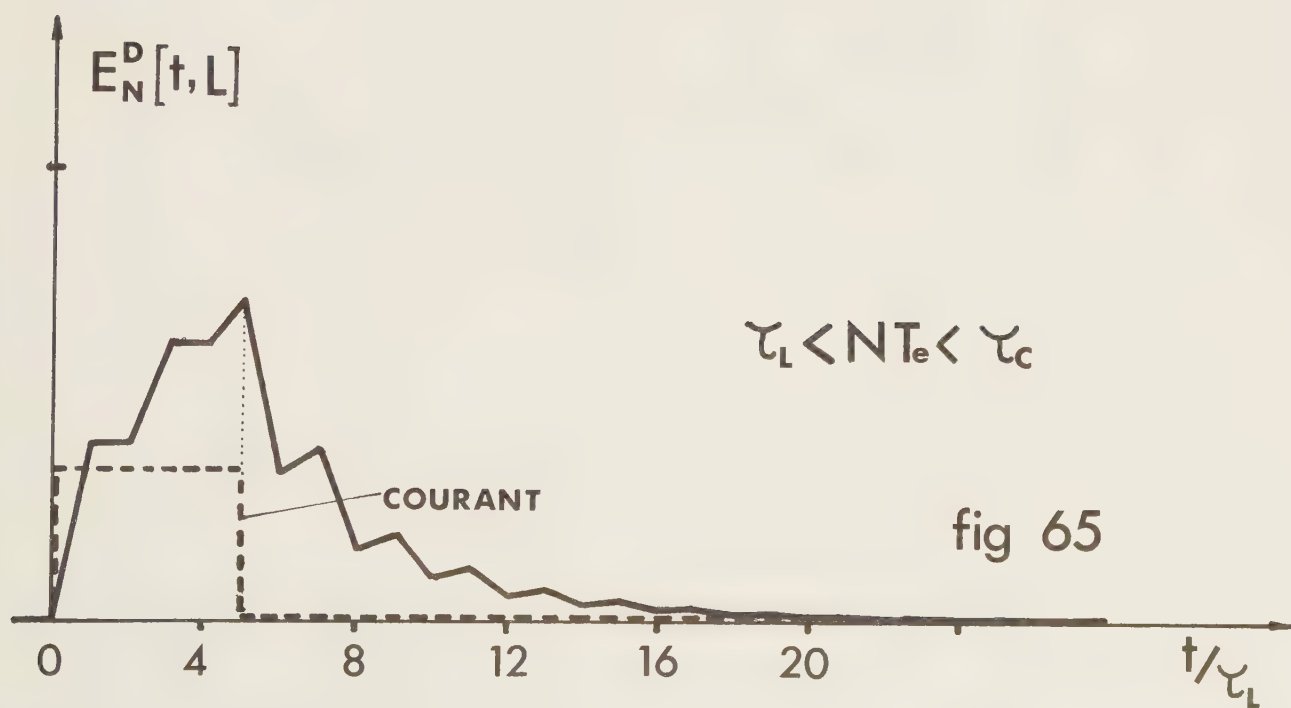
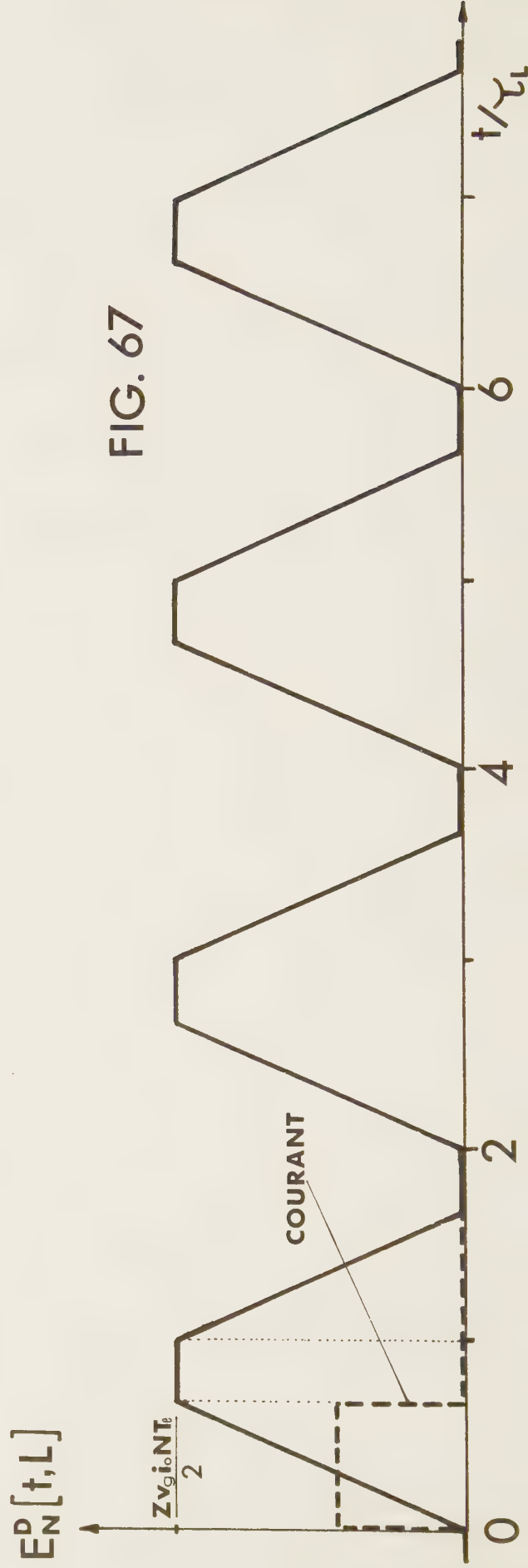
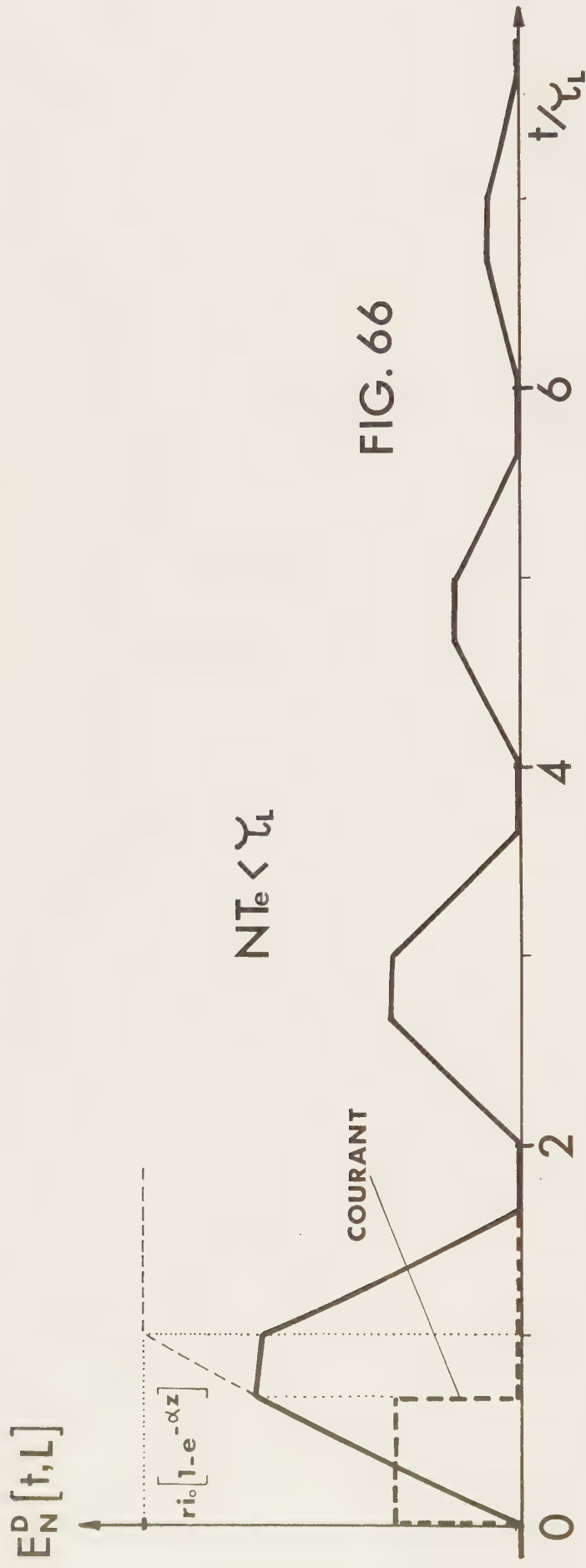


fig 65



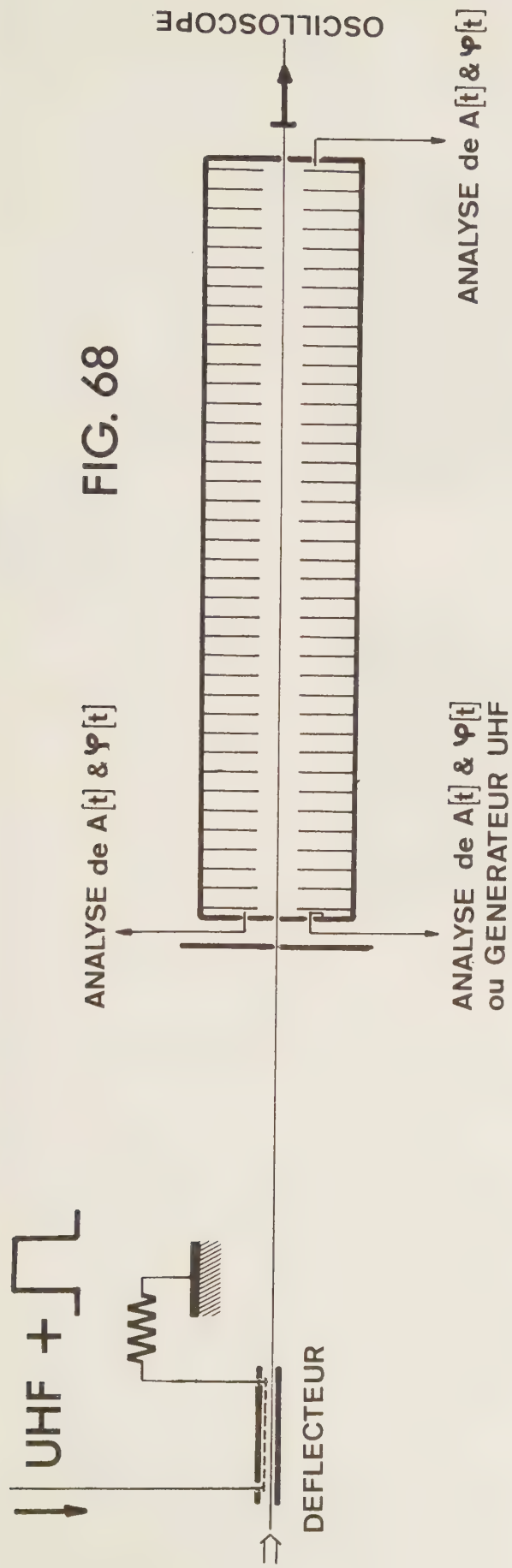
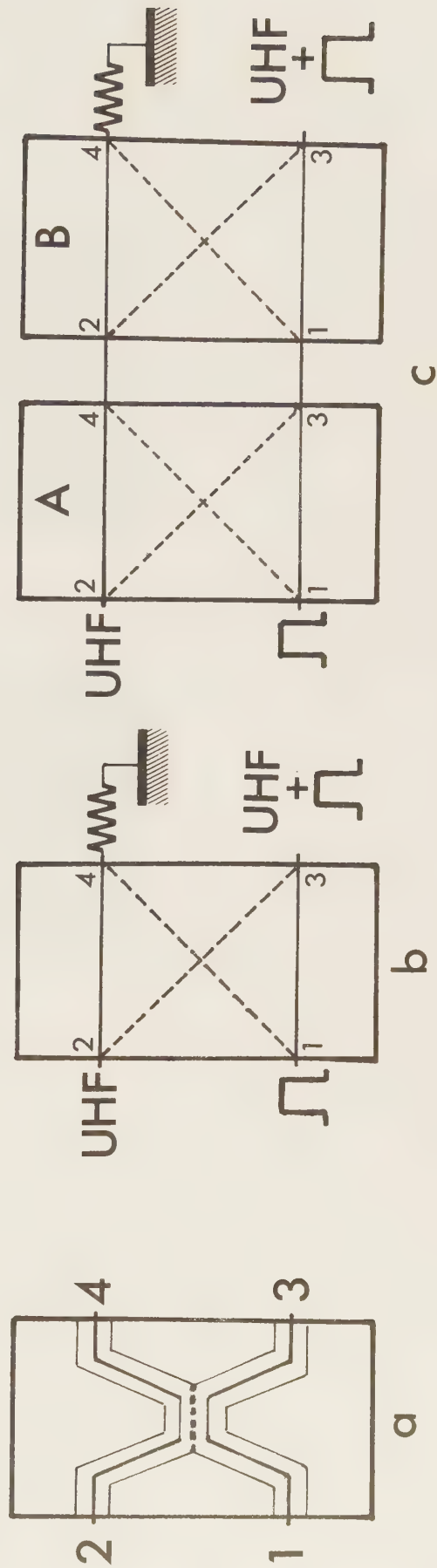


FIG. 69



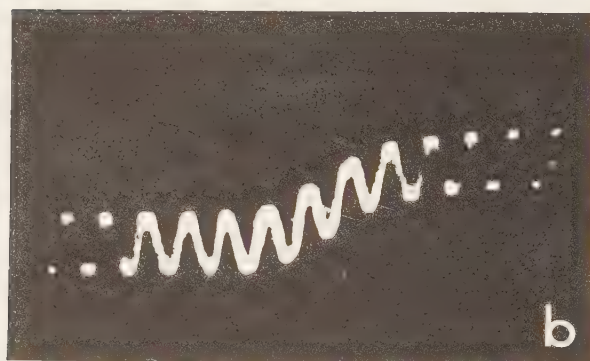
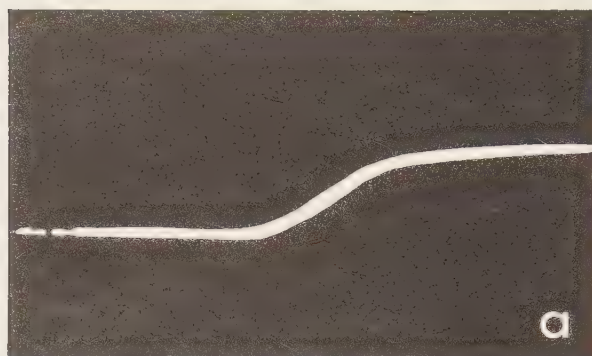
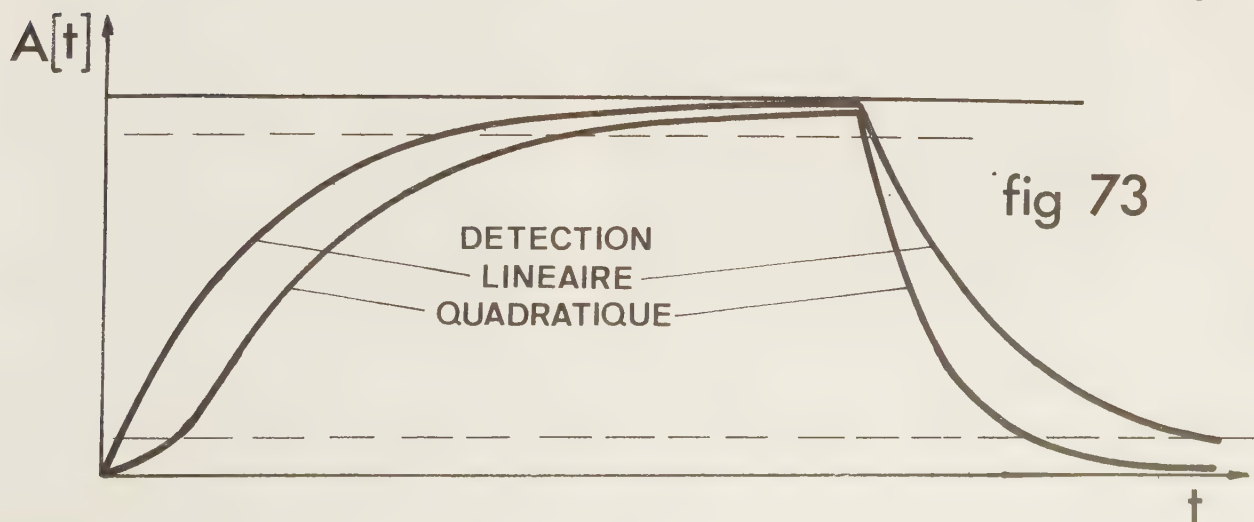
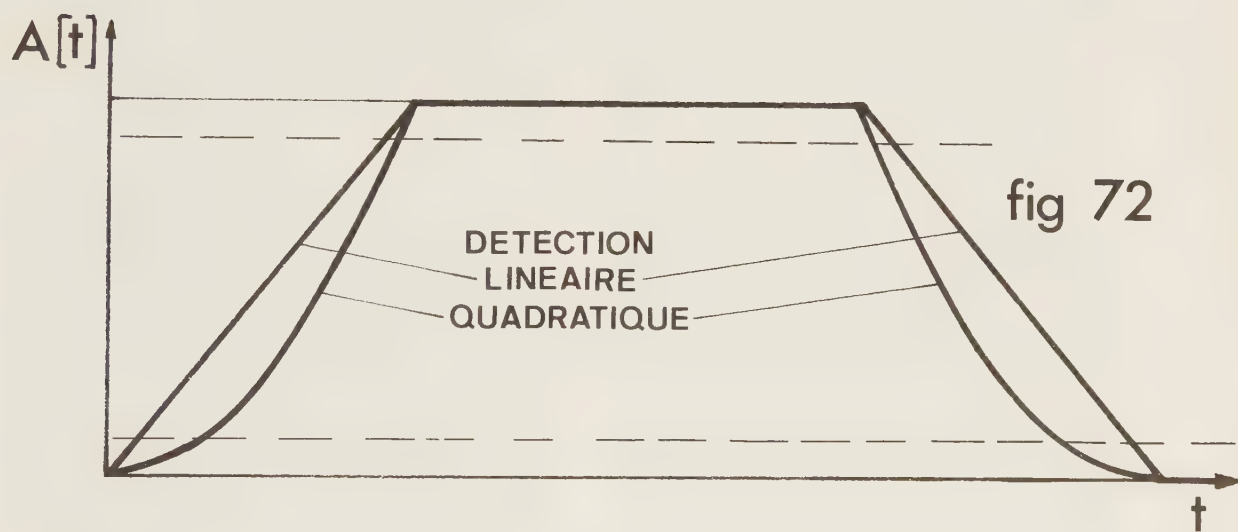
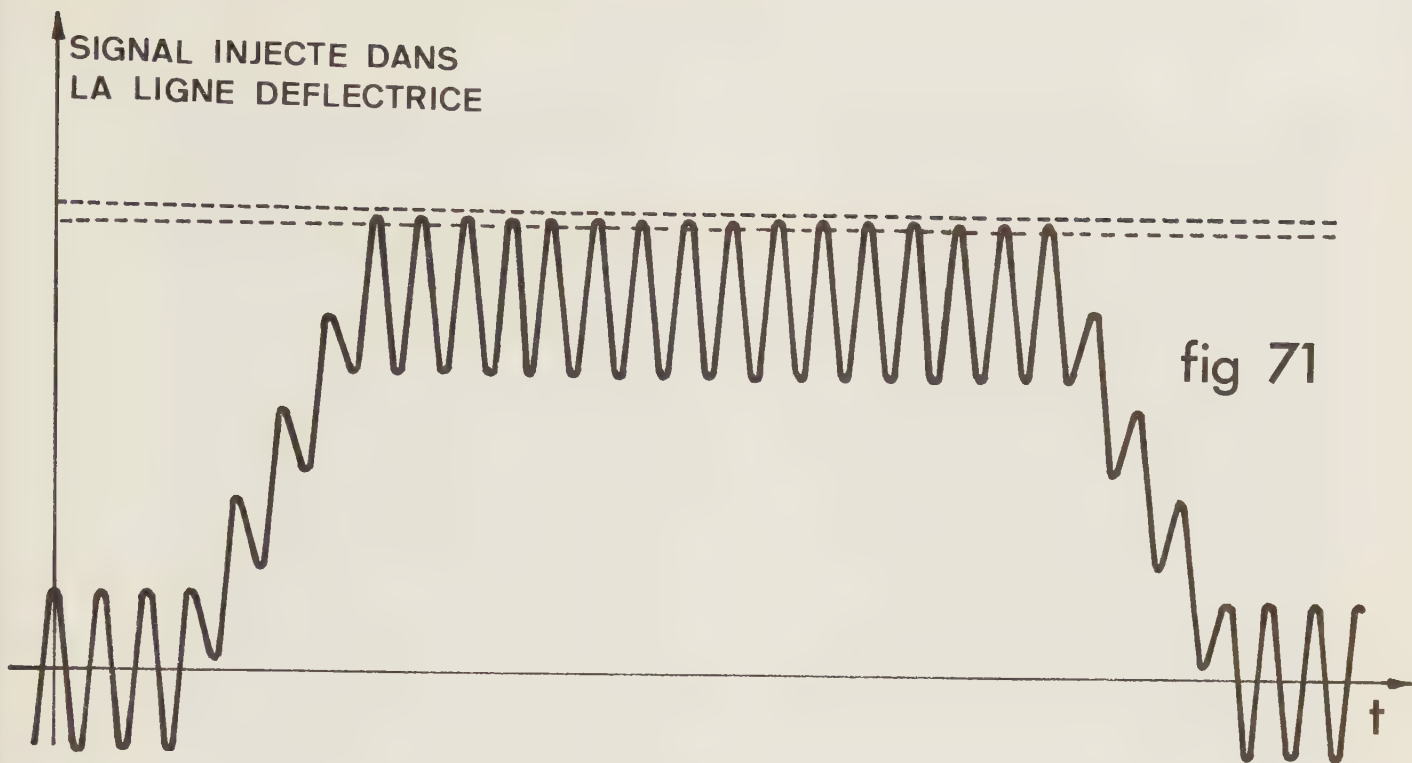


FIGURE 70

SUPERPOSITION UHF + IMPULSION

(a) - Front de montée de l'impulsion (temps de montée 2 ns).

(b) - Impulsion + UHF de fréquence 1200 MHz.



EVOLUTION DU RAYONNEMENT DU FAISCEAU EN FONCTION DE LA LARGEUR
DE L'IMPULSION DE COURANT

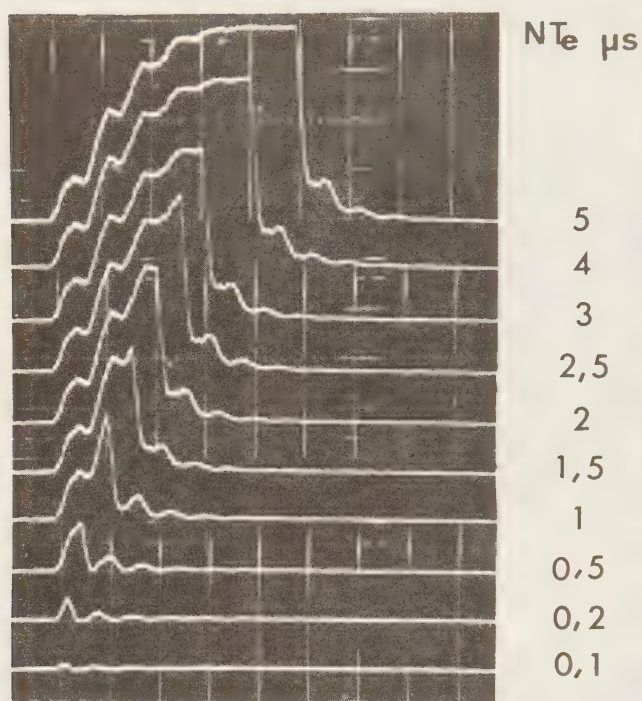


FIG. 74 : A la sortie du guide
Echelle : 1 μs /div.

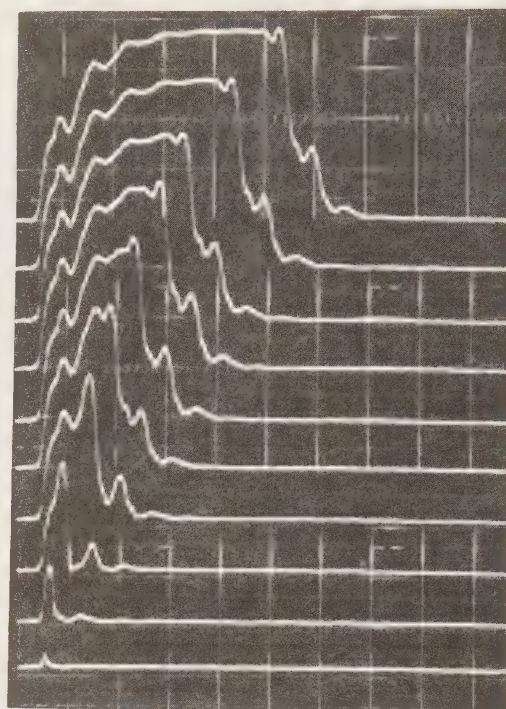


FIG. 75 : A l'entrée du guide
Echelle : 1 μs /div.

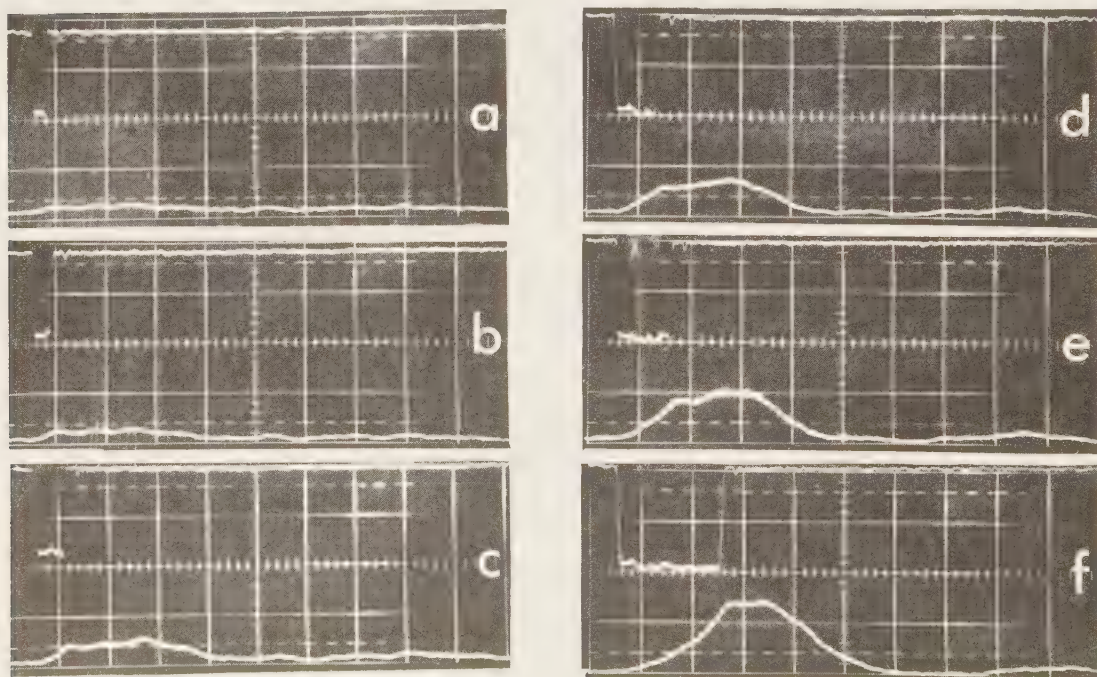


FIG. 76 : RAYONNEMENT EN IMPULSIONS COURTES A LA SORTIE DU GUIDE.
(l'impulsion de courant figure dans la partie supérieure des
photos). Echelle 100 ns/div.

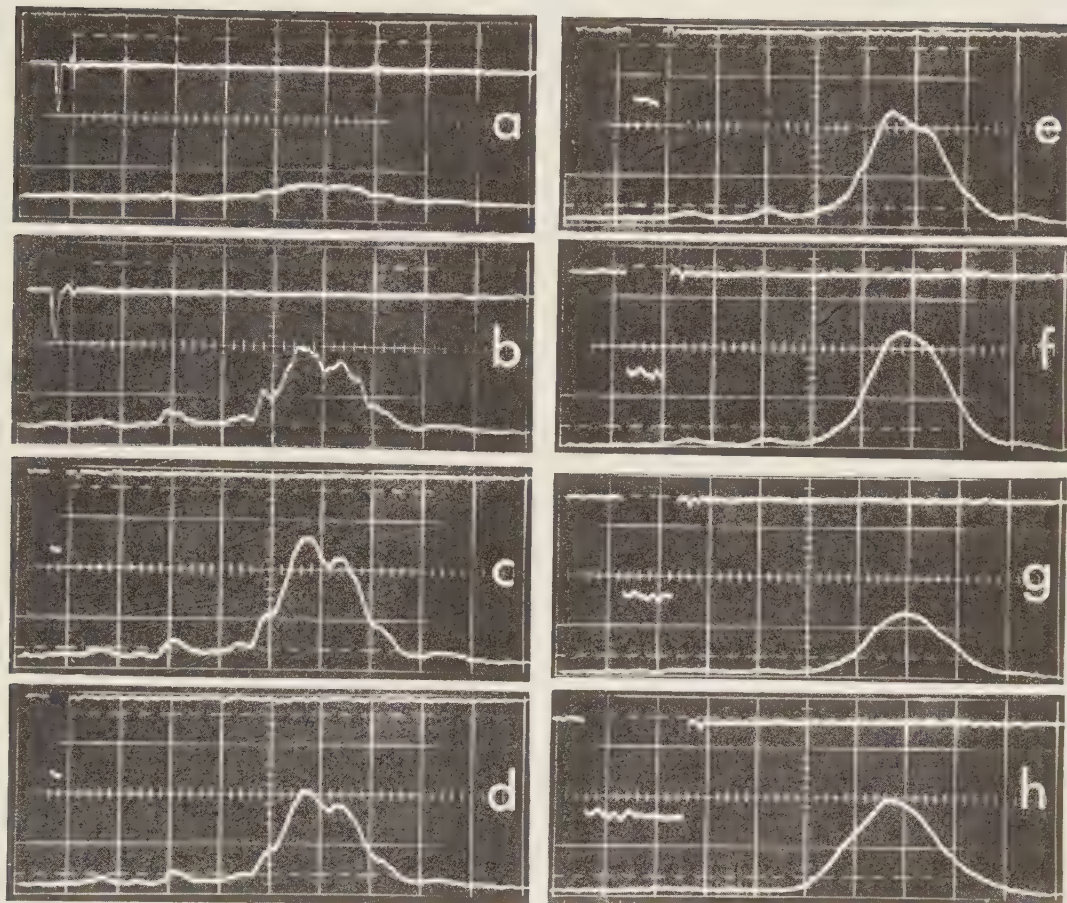
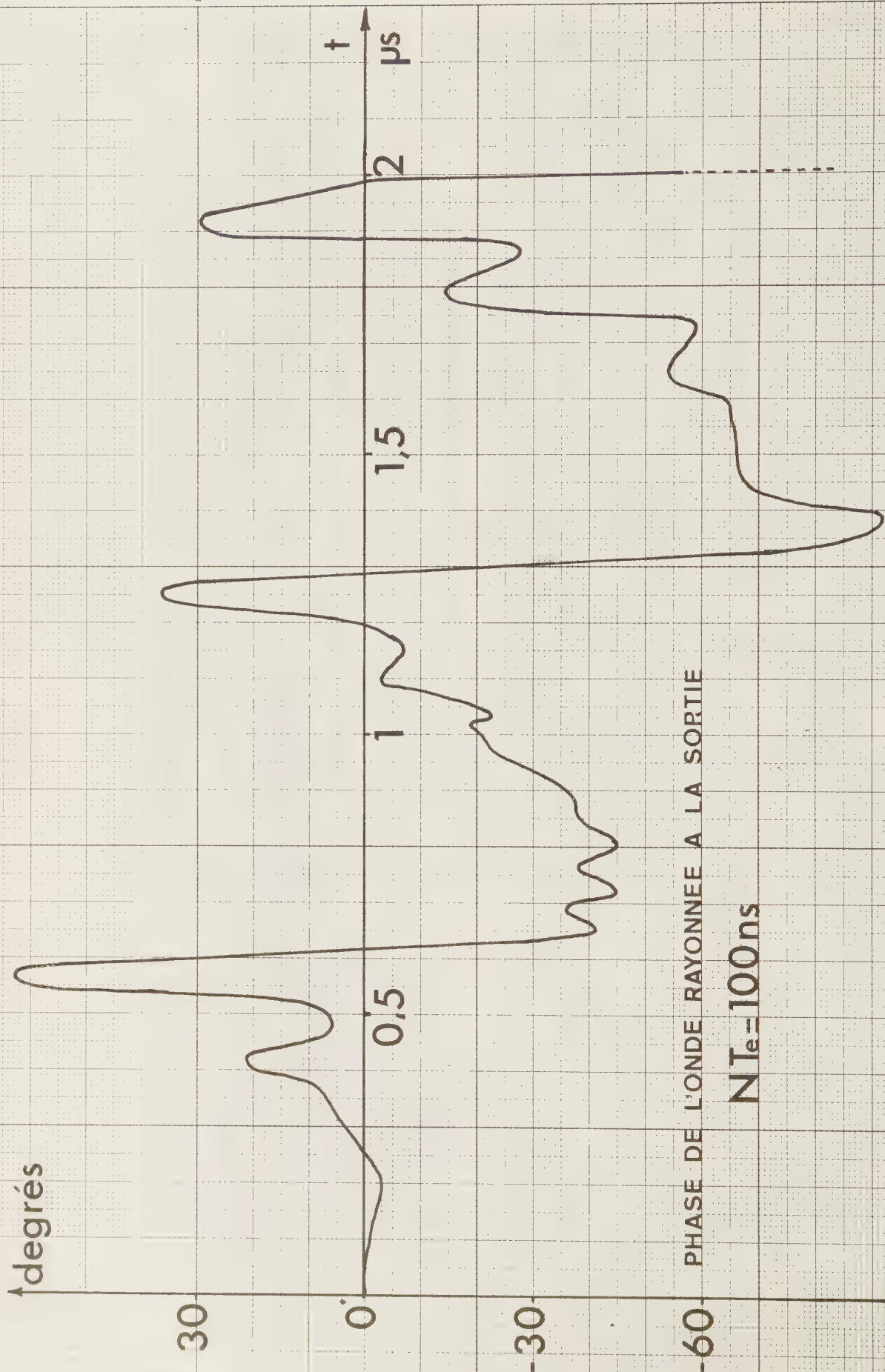


FIGURE 77

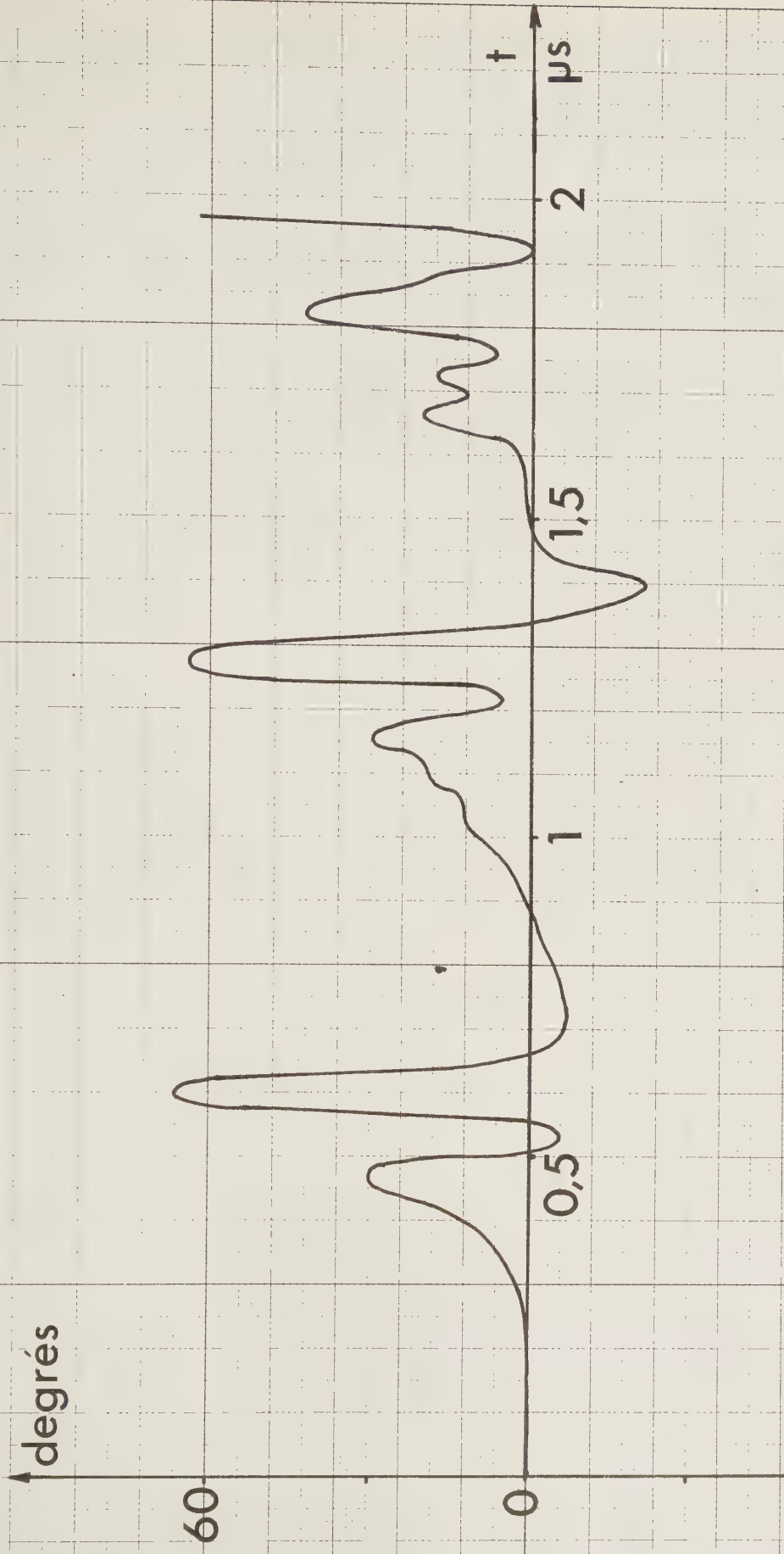
RAYONNEMENT EN IMPULSIONS COURTES A L'ENTREE DU GUIDE. (L'impulsion de courant figure dans la partie supérieure des photos).
Echelle : 100 ns/div.



PHASE DE L'ONDE RAYONNEE A LA SORTIE

$N T_e = 100 ns$

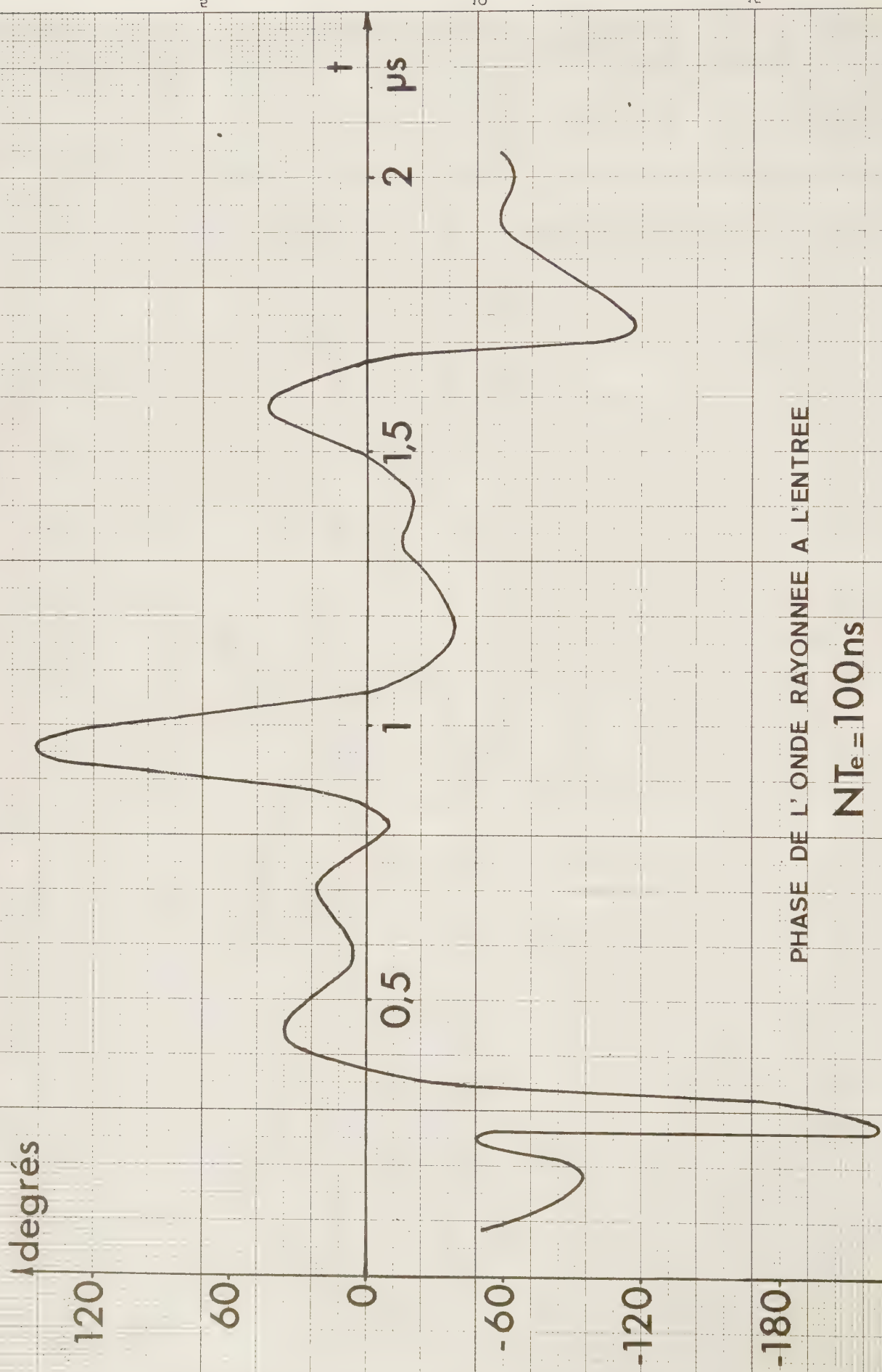
FIG. 78



PHASE DE L'ONDE RAYONNEE A LA SORTIE

$NT_e = 70 ns$

FIG. 79



PHASE DE L'ONDE RAYONNEE A L'ENTREE

$NT_e = 100ns$

FIG. 80

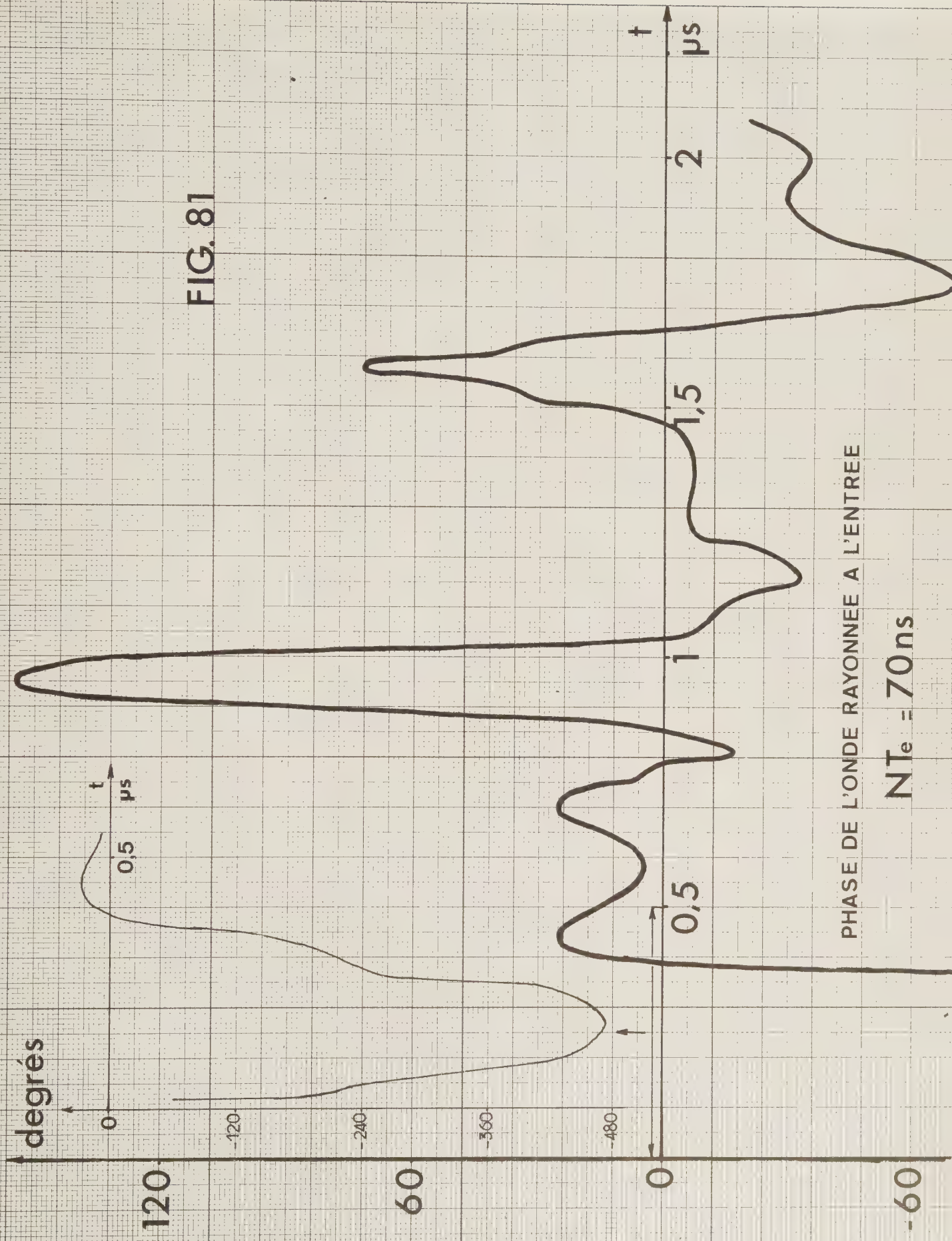
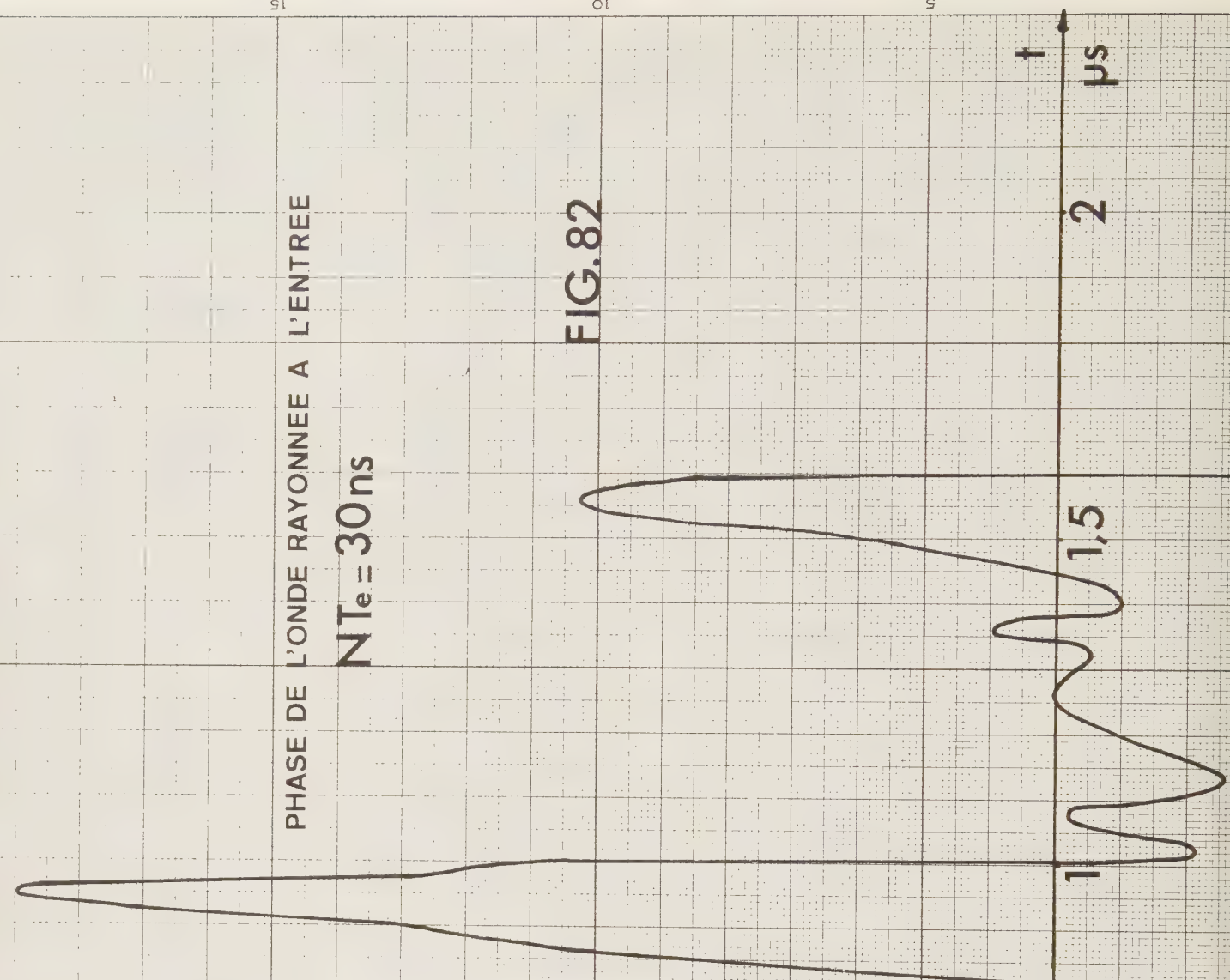
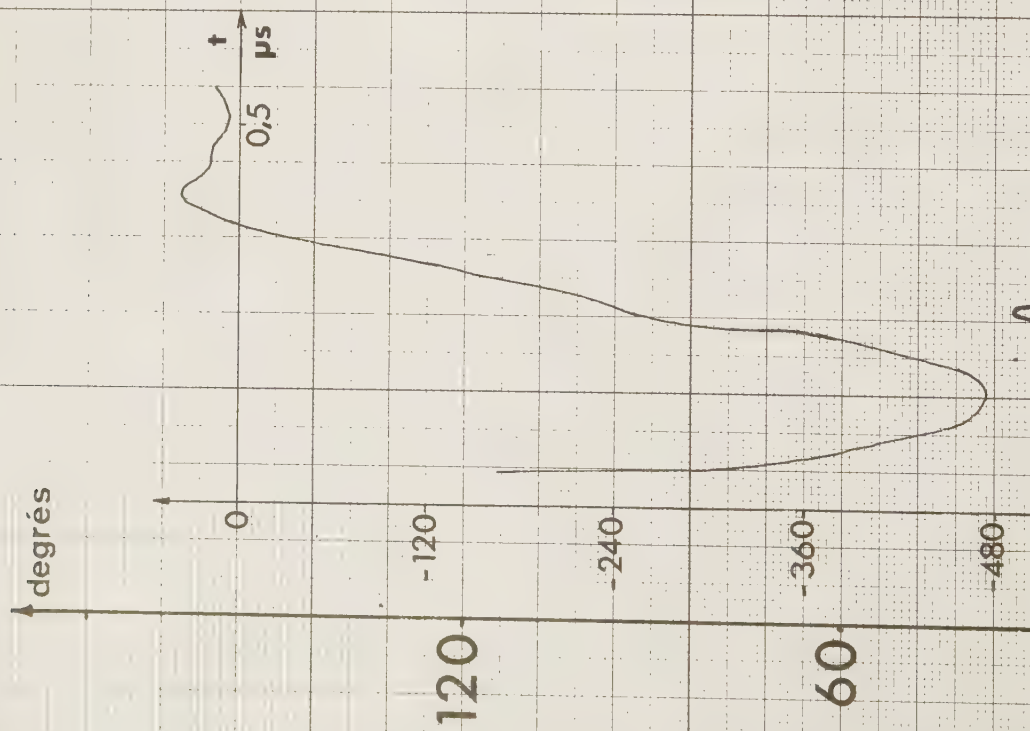


FIG. 81

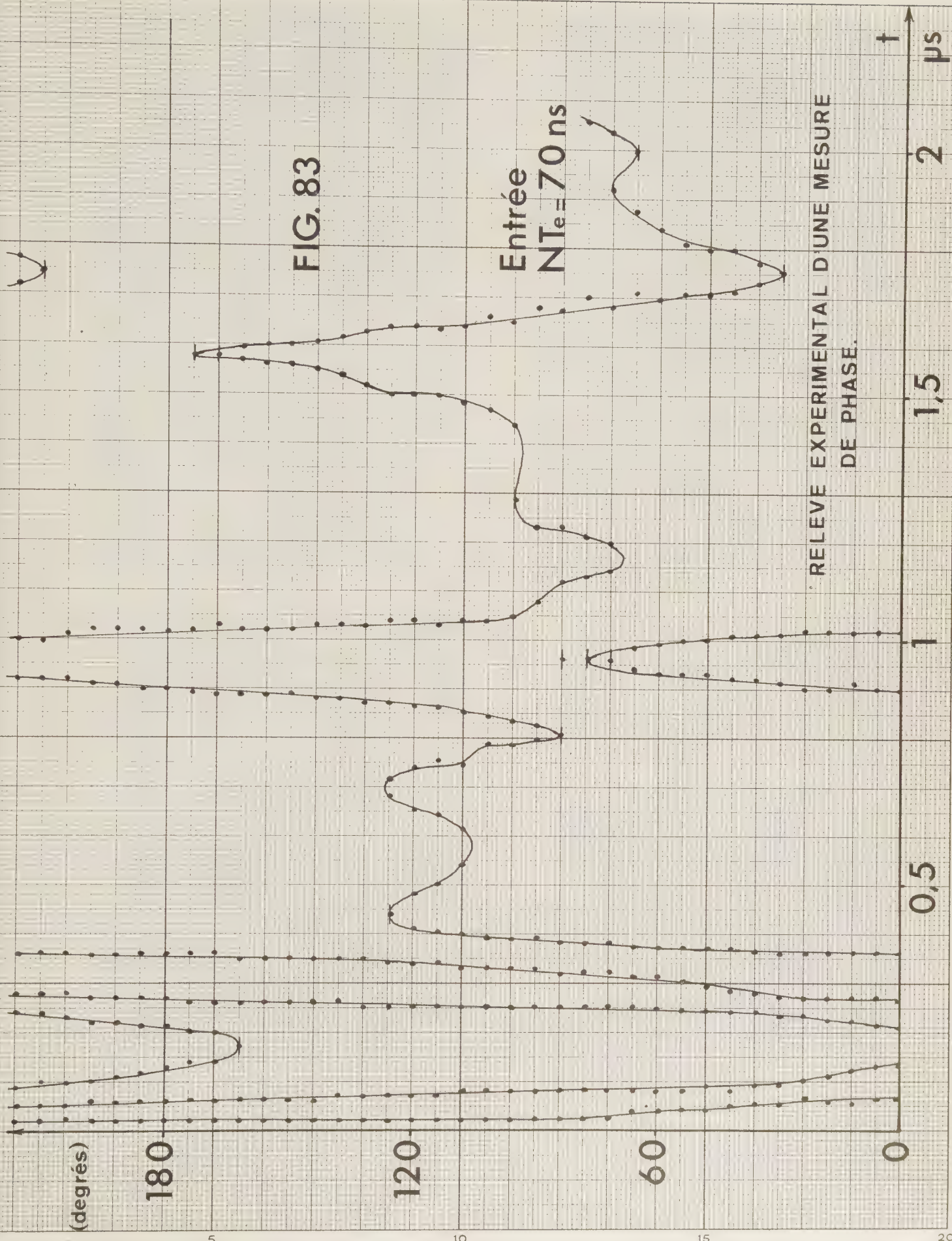
PHASE DE L'ONDE RAYONNEE A L'ENTREE

$NT_e = 70\text{ns}$



PHASE DE L'ONDE RAYONNEE A L'ENTREE
 $NT_e = 30 ns$

FIG. 82



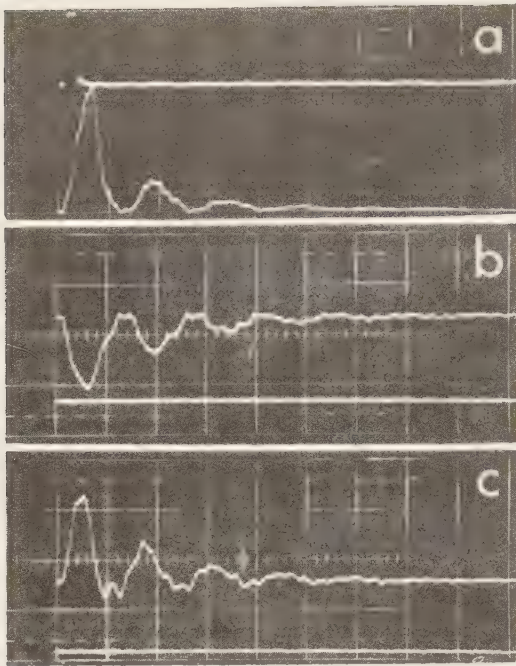


FIG.84 : Interaction onde-faisceau en impulsions courtes à la sortie du guide.
Echelle : 500 ns/div.

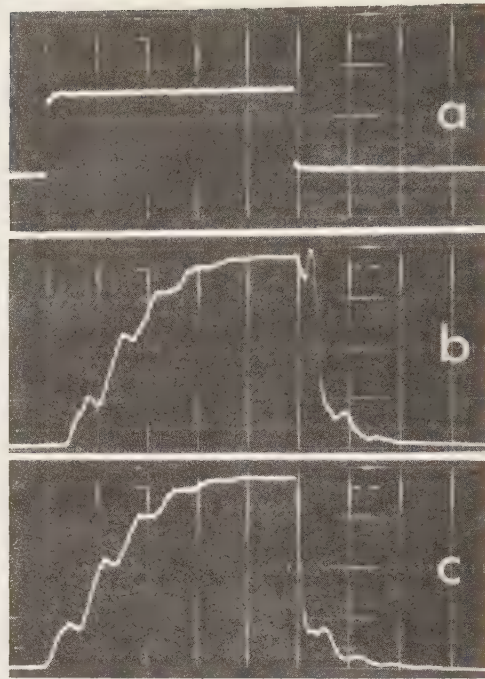


FIG. 85 : Rayonnement en impulsions longues.
Echelle 1 μ s/div.

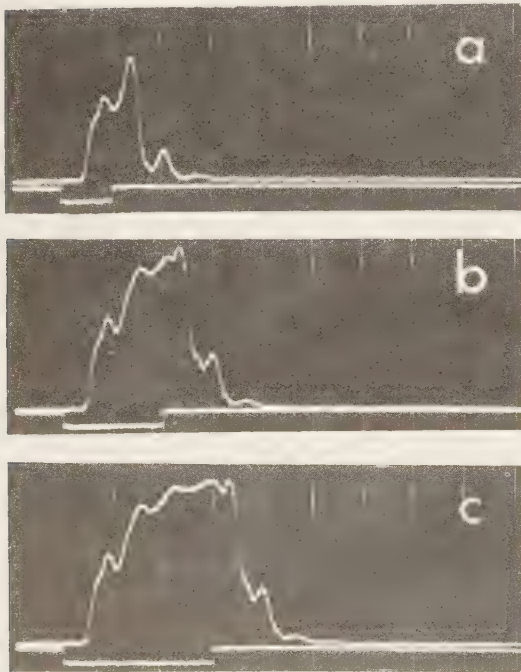


FIG. 86 : Influence de la largeur de l'impulsion sur le rayonnement observé à l'entrée du guide.
Echelle : 1 μ s/div.

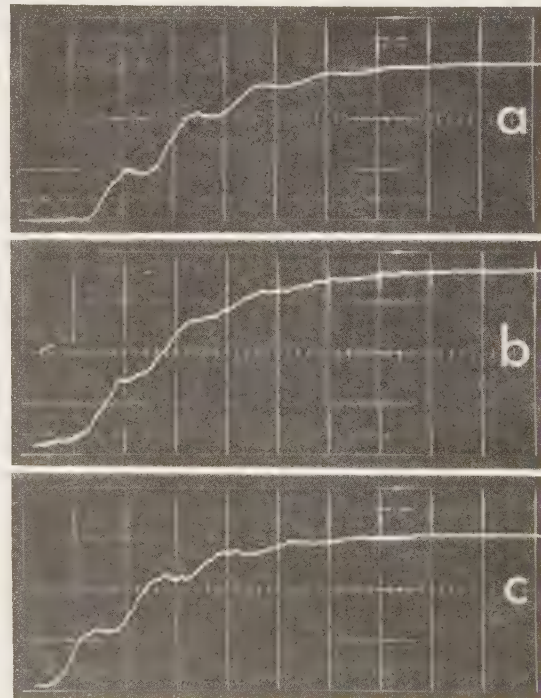


FIG. 87 : Rayonnement en impulsions très longues. Echelle 0,5 μ s/div (a) à l'entrée. (b) au 1/3 de la longueur. (c) à la sortie du guide.

INFLUENCE DU COEFFICIENT DE SURTENSION

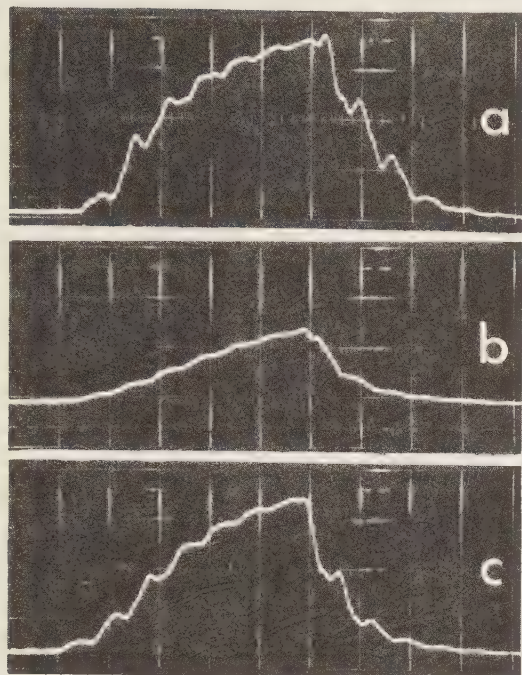


FIG.88 : Boucle chargée par un court-circuit.
Echelle : 1 μ s/div.

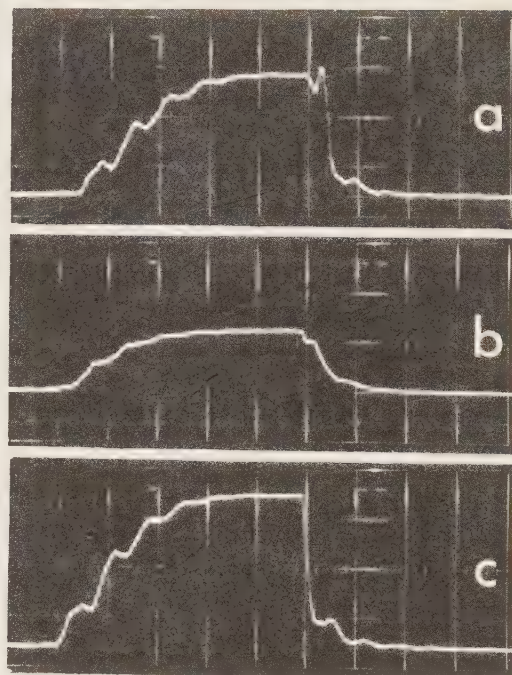
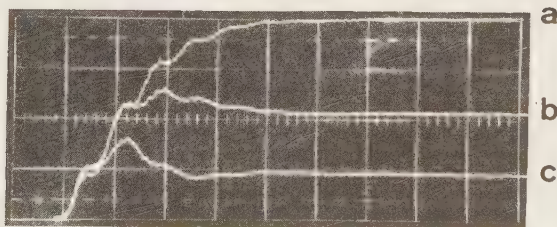


FIG. 89 : Boucle chargée par 50 Ω .
Echelle 1 μ s/div.

FIGURE 90 : INFLUENCE DE LA FREQUENCE DE DEFILEMENT DES PAQUETS.



Echelle 1 μ s/div.

φ_A (degrés)

PHASE DE L'ONDE RAYONNEE A LA SORTIE
EN IMPULSIONS TRES LONGUES

20

10

0

1

2

3

4

t μ s

FIG. 91

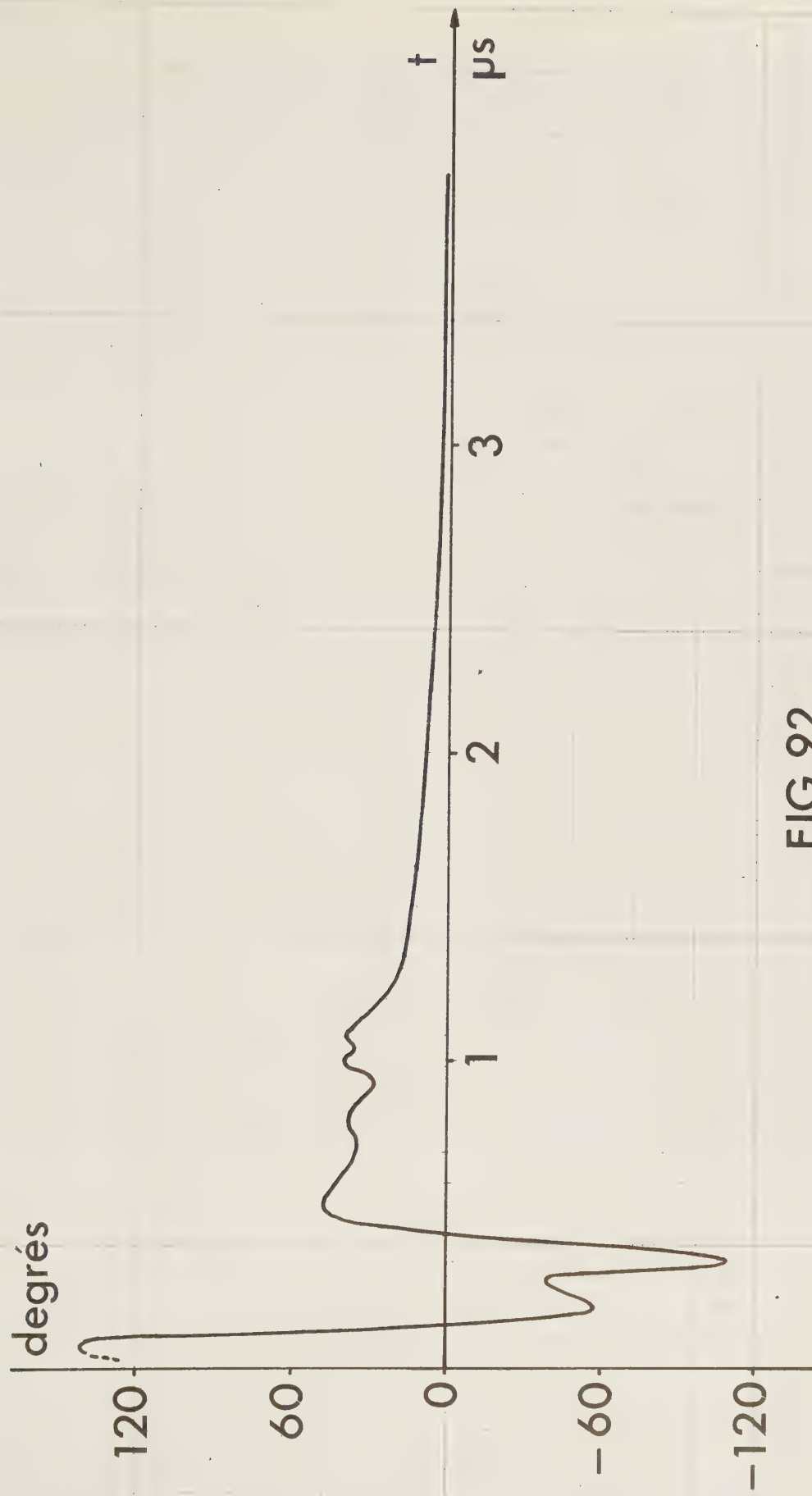


FIG. 92

PHASE DE L'ONDE RAYONNEE A L'ENTREE EN IMPULSIONS TRES LONGUES

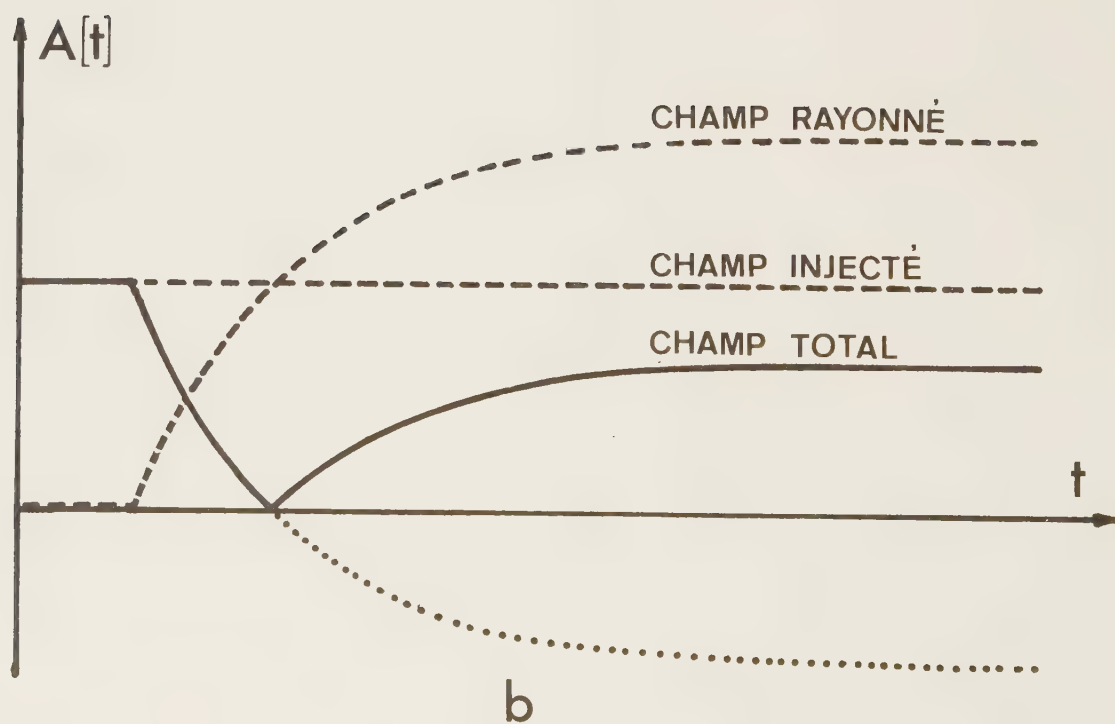
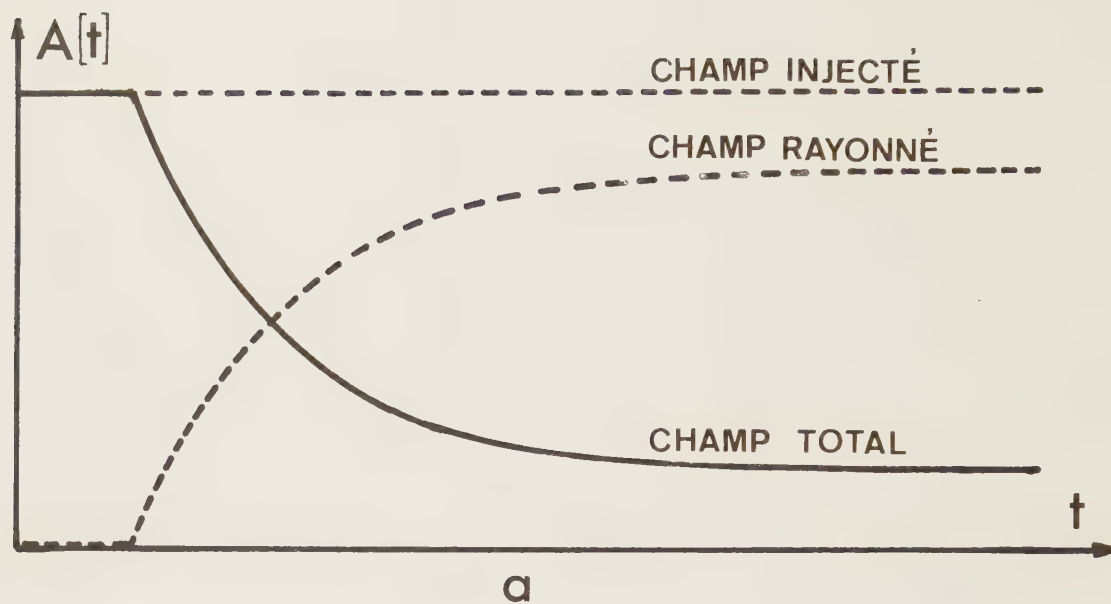


FIG. 93

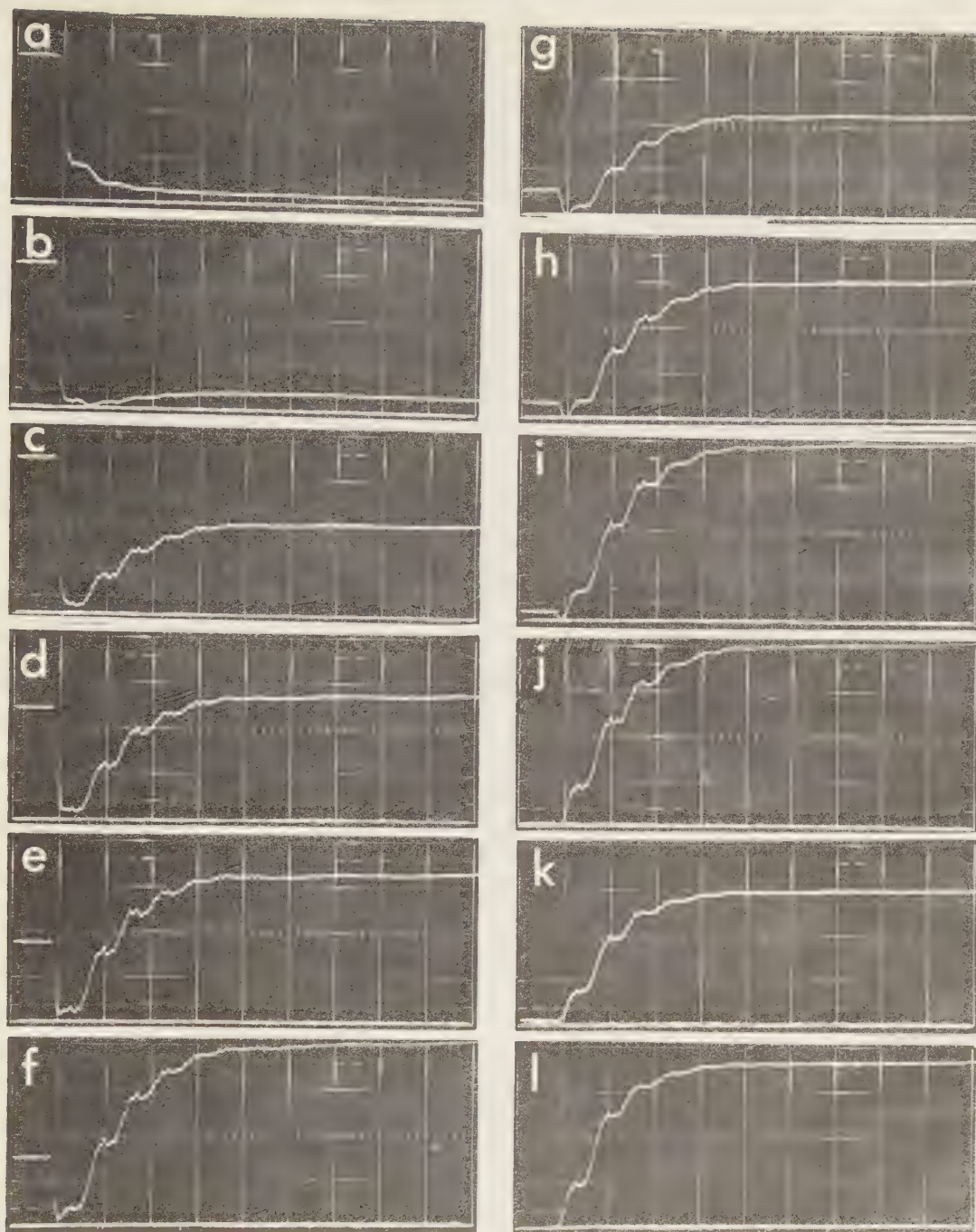


FIG. 94 : INTERACTION ONDE-FAISCEAU EN IMPULSIONS TRES LONGUES.
 Observation à la SORTIE du guide.
 Intensité $i_0 = 500 \mu\text{A}$. Echelle : $1 \mu\text{s}/\text{div}$.

Photo	a	b	c	d	e	f	g	h	i	j	k	l
Niveau UHF injecté (dbm)	20	15	13	12	11	10	9	7	5	0	-5	-15
Sensibilité verticale uW/div.	50	20	10	10	10	10	20	20	20	20	40	40

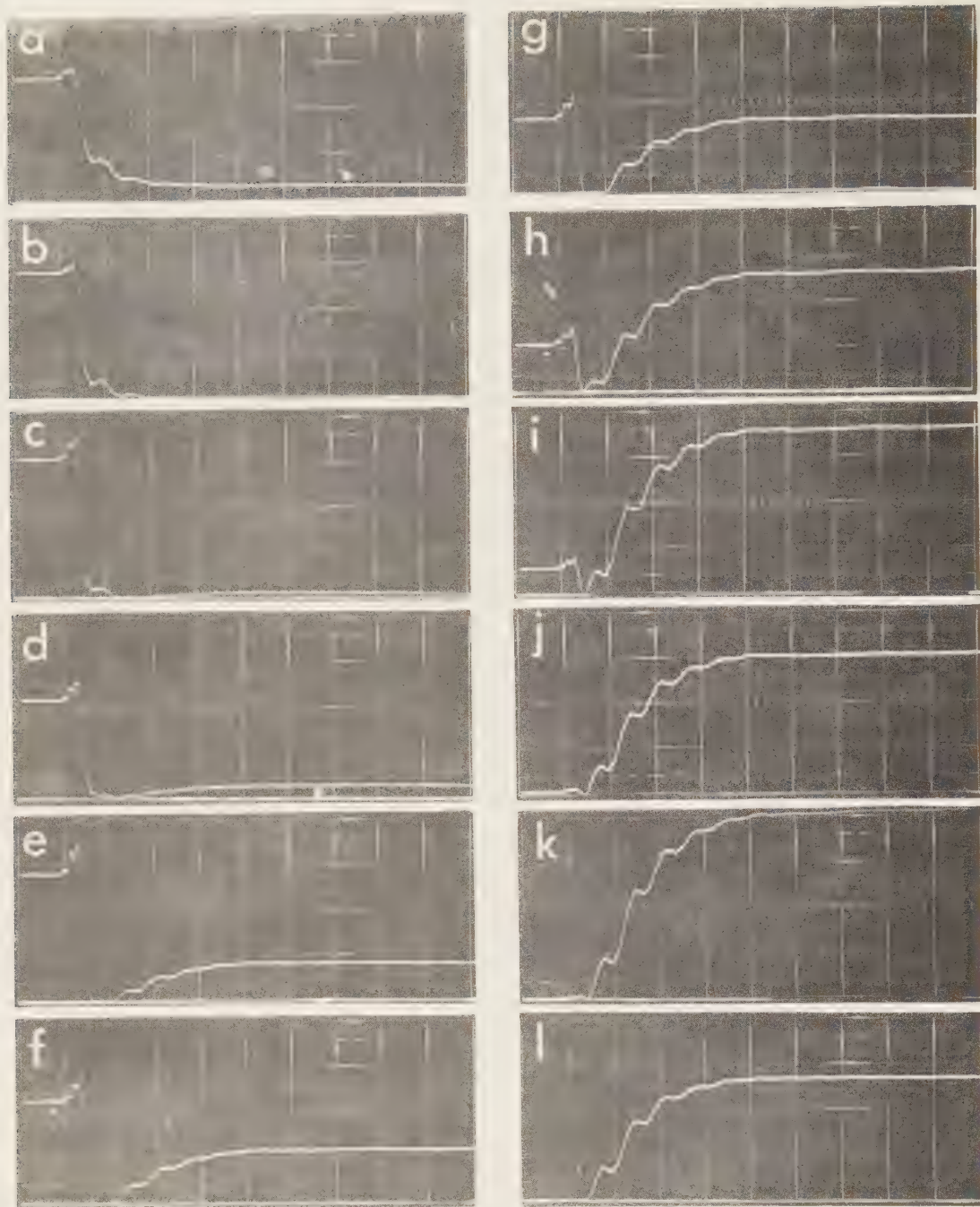


FIG. 95 : INTERACTION ONDE-FAISCEAU EN IMPULSIONS TRES LONGUES.
 Observation à l'ENTREE du guide.
 Intensité 500 μ A. Echelle : 1 μ s/div.

Photo	a	b	c	d	e	f	g	h	i	j	k	l
Niveau UHF injecté (dbm)	20	15	13	12	11	10	9	7	5	0	-5	-25
Sensibilité verticale uW/div.	100	40	20	20	10	10	10	10	10	20	20	40

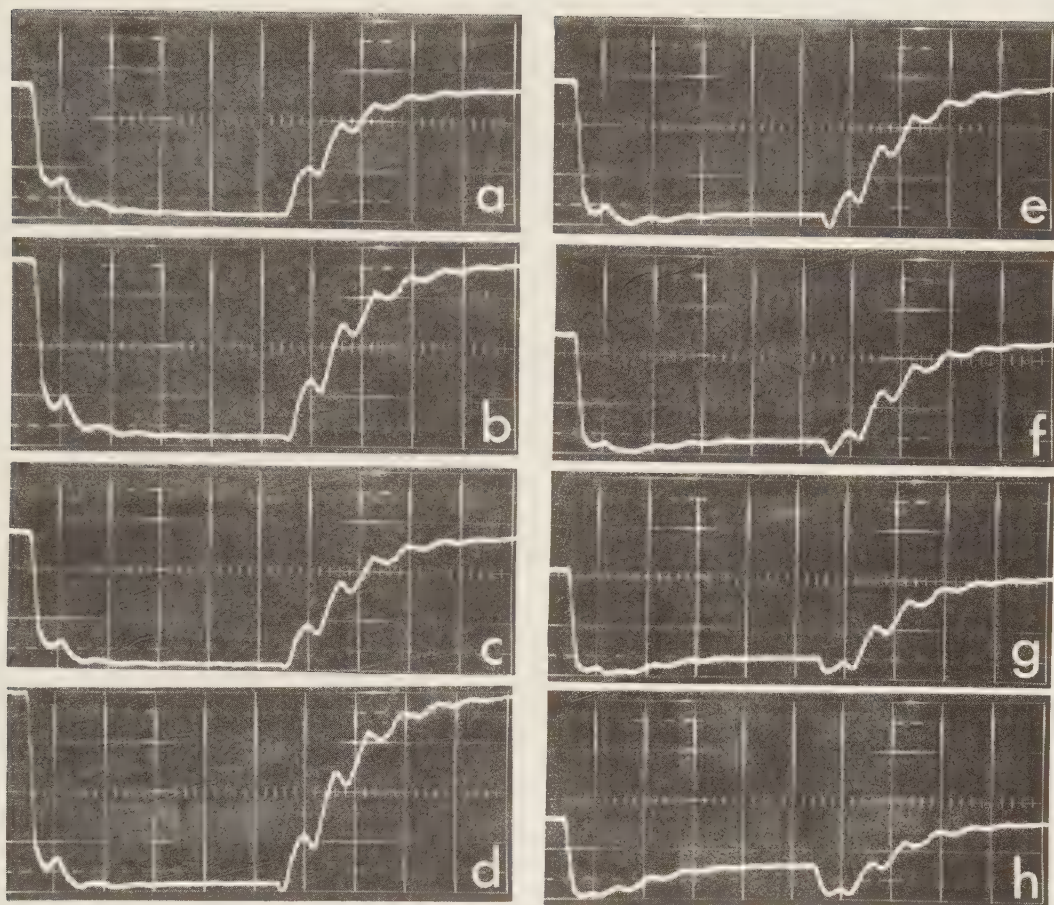


FIGURE 96

INTERACTION ONDE-FAISCEAU EN IMPULSIONS LONGUES. Observation à la SORTIE de la cavité. Echelle : 1 μ s/div.

Photo	a	b	c	d	e	f	g	h
Niveau UHF injecté (dbm)	13	12	11	10	9	8	7	6
Sensibilité verticale uW/div.	20	10	10	5	5	5	5	5

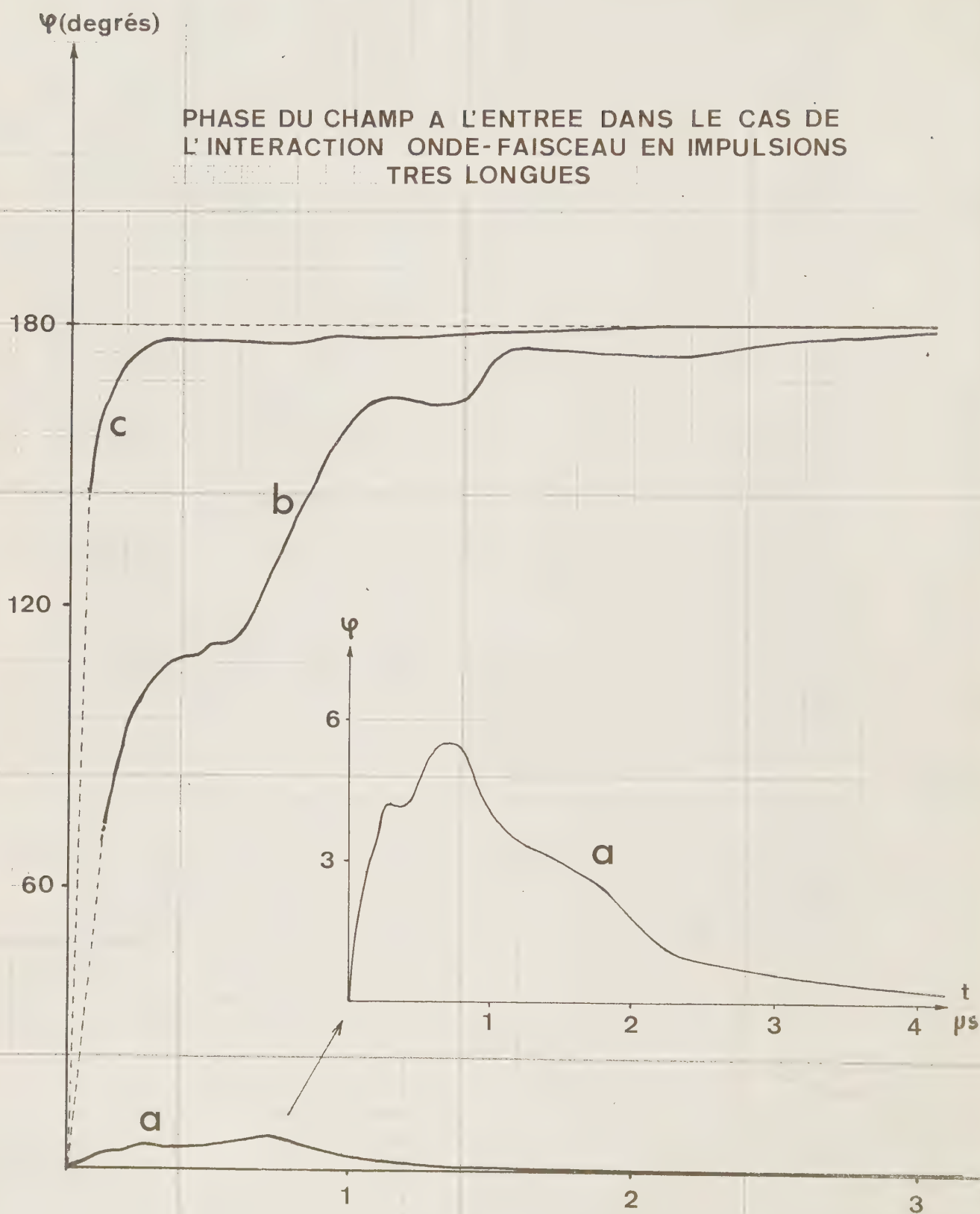


FIG. 97

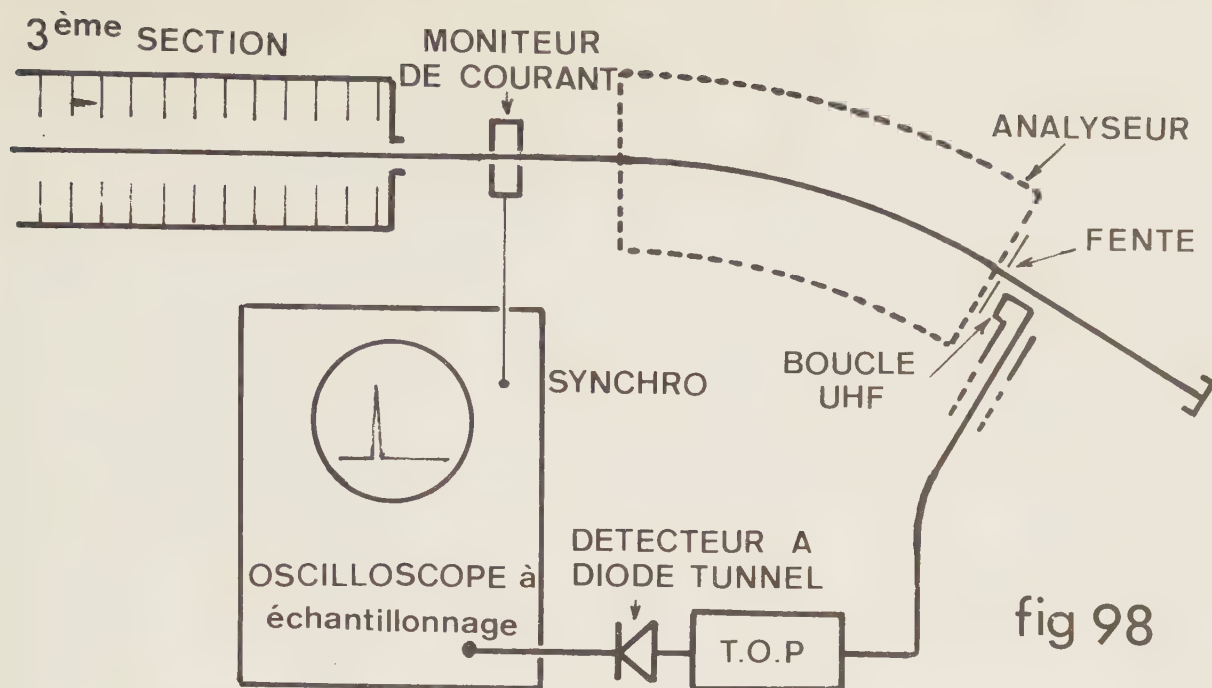


fig 98

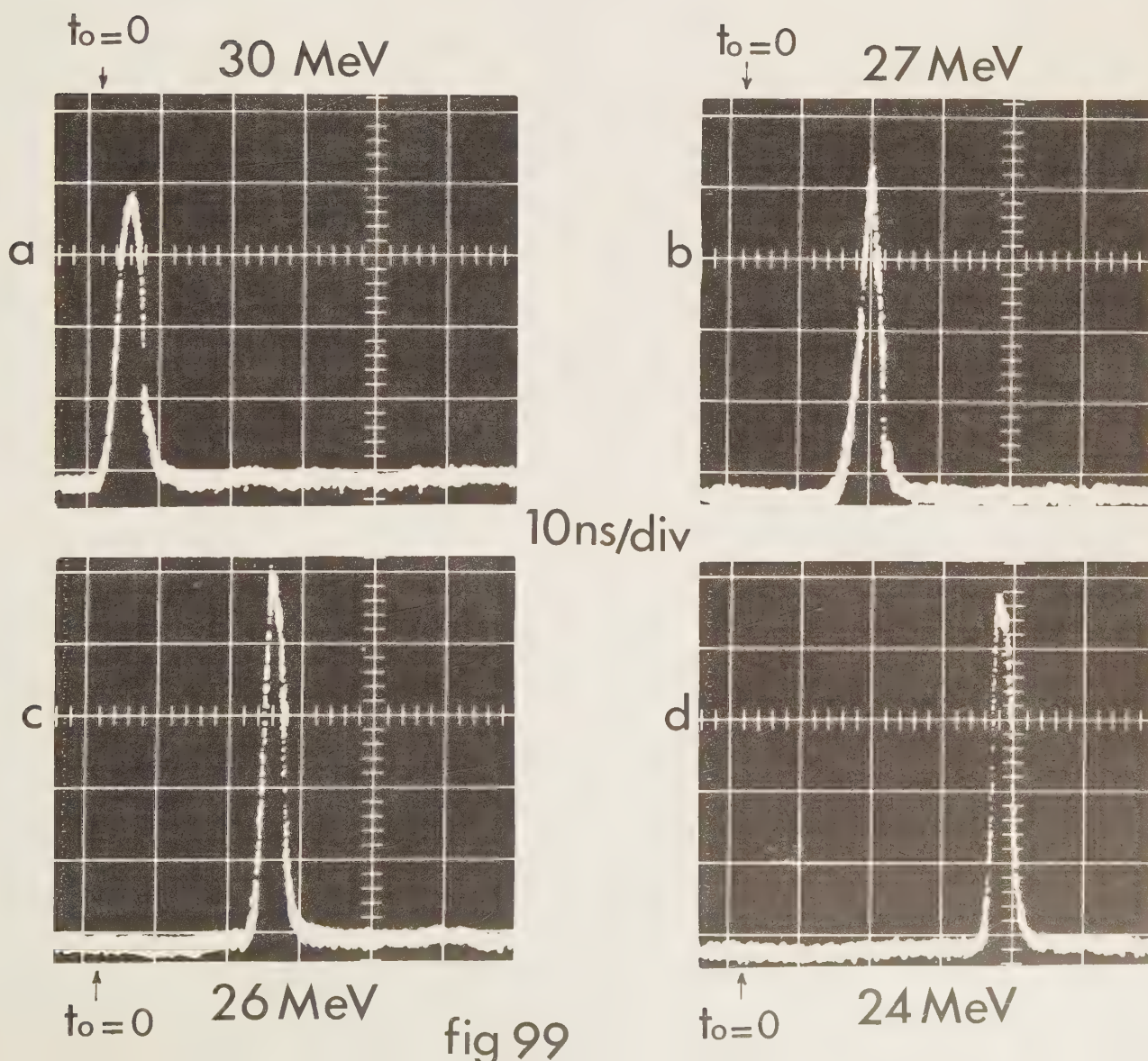
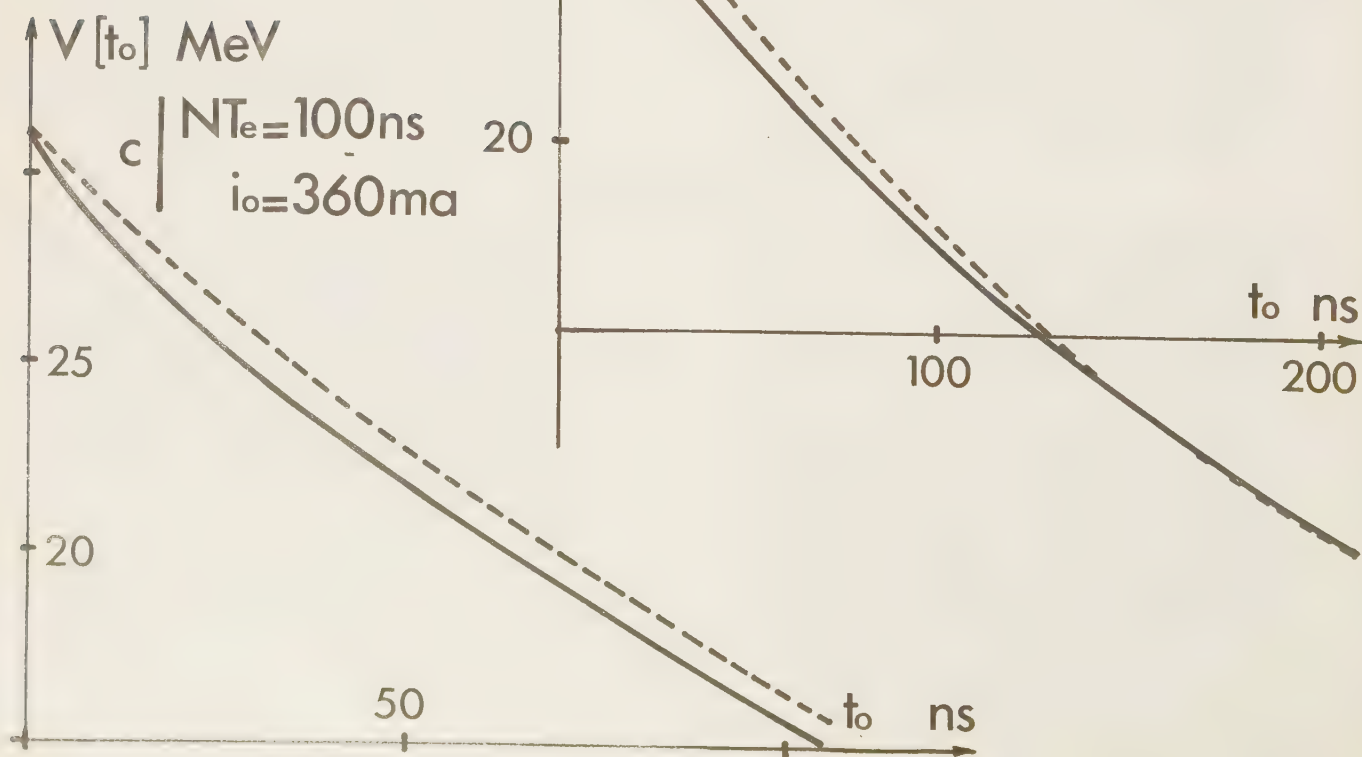
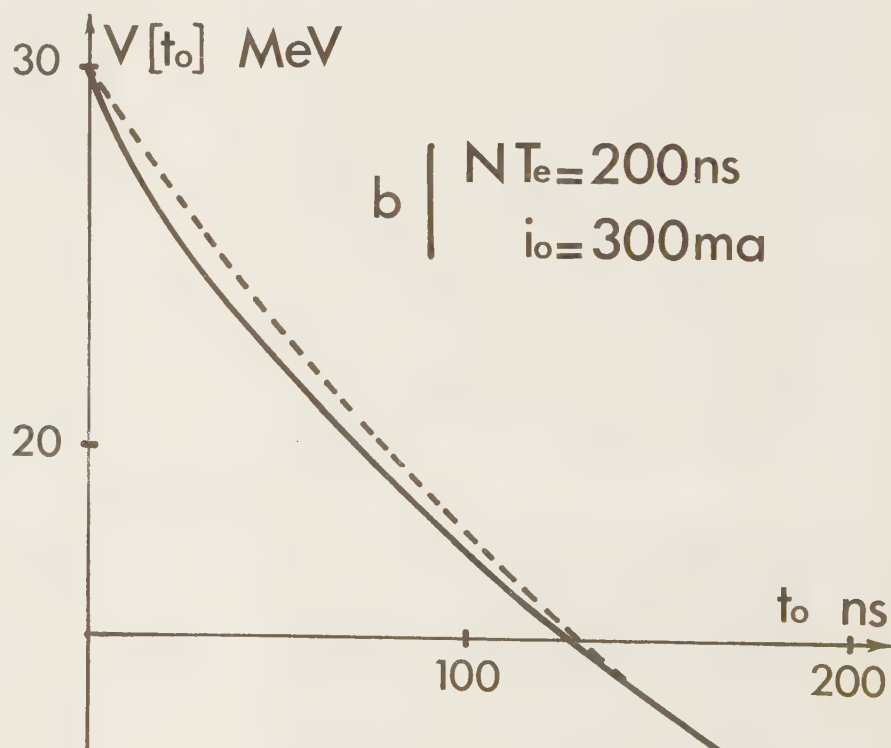
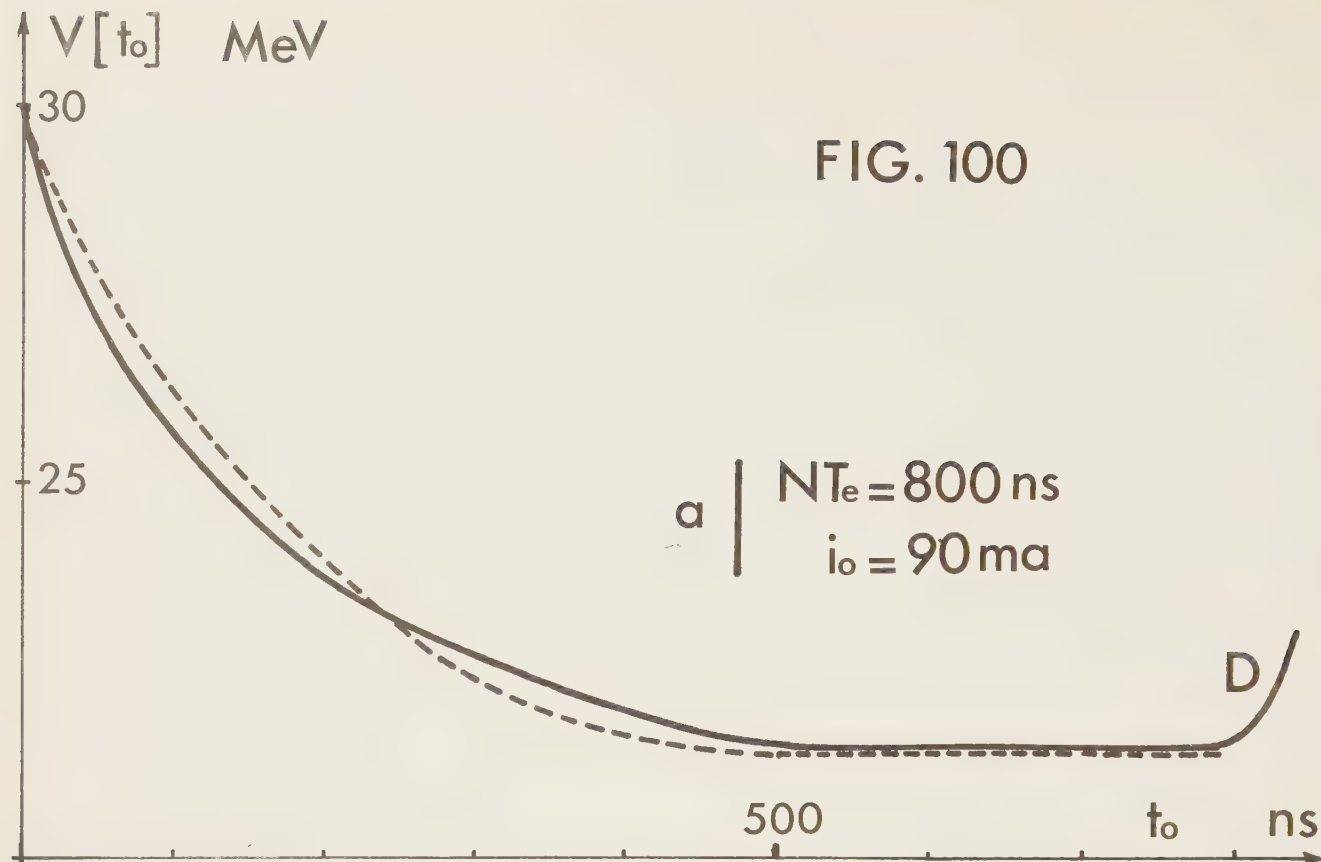


FIG. 100



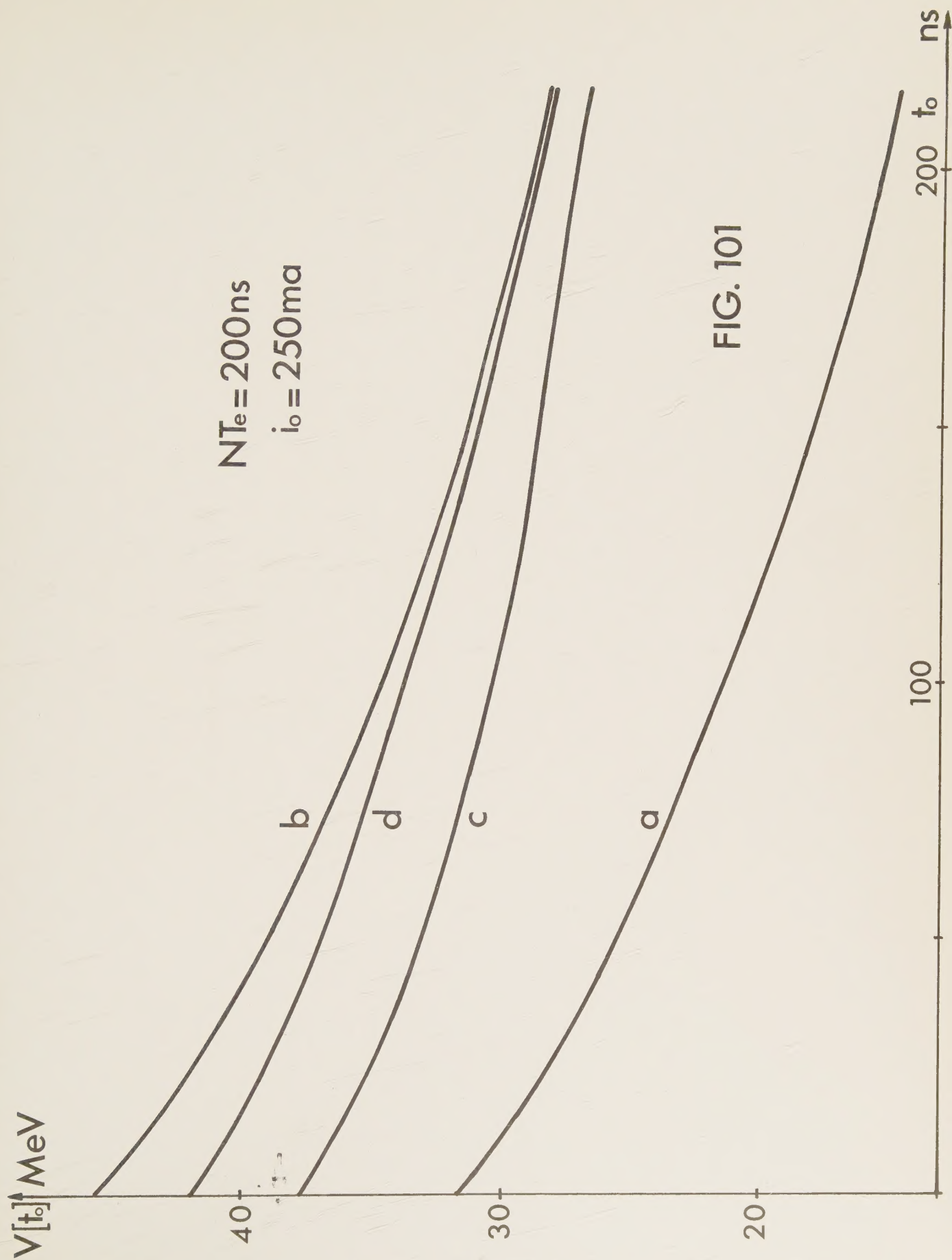


FIG. 101

